LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

ÉTUDE DU CIRCUIT MAGNÉTIQUE DE L'AIMANT PERMANENT (¹)

Par M. F. BEDEAU.

Sommaire. — En collaboration avec M. J. de Mare j'ai publié dans la *Revue Générale de l'Électricité* (²) un article qui, dans notre intention, devait résumer d'une façon assez complète l'ensemble des procédés qui permettent d'établir non pas un projet d'aimant permanent mais plutôt un avant-projet. On trouvera dans cet article d'assez nombreuses valeurs numériques concernant les matériaux utilisés, une étude de l'hyperbole de Watson, un résumé des travaux de Picou et une bibliographie assez complète.

Le but du présent article est de mettre en évidence les approximations que les ingénieurs sont dans l'obligation d'admettre, de faire ressortir les contradictions dans les hypothèses.... Malgré ces approximations, malgré ces contradictions, les relations utilisées rendent de réels services « Aussi bien, écrivait Picou en 1924, il ne s'agit pas ici de science, mais d'art. Il faut, pour les besoins de la construction, aboutir à des formules concrètes, réductibles en chiffres. Cette fin justifie les moyens. ».

Considérons le circuit magnétique de la figure 1 *a*; ce circuit fermé comprend une barre d'acier non aimantée, de longueur L et de section S; le reste du circuit est constitué par du fer doux de perméabilité infinie. Au moyen d'un enroulement non figuré, nous aimantons la pièce AB.

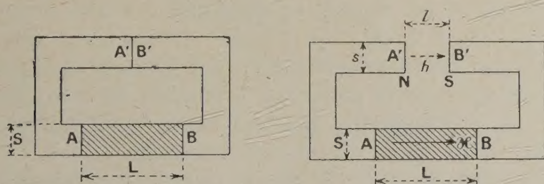


Fig. 1.

Le courant magnétisant ayant été supprimé, le champ magnétique à l'intérieur du circuit est nul et l'induction dans AB a une valeur $\mathcal{B}_r$ (induction rémanente), le point de fonctionnement se trouve en A sur le cycle d'hystérésis (*fig.* 2).

Écartons maintenant les pièces polaires A′ et B′ précédemment au contact et prolongeons les parties inférieures du fer doux; nous arrivons au schéma de la figure 1 *b*; nous avons réalisé un aimant comportant un pôle nord N, un pôle sud S; un champ magnétique h existe dans l'entrefer de longueur l, de sections s; un champ magnétique $\mathcal{H}$ (champ démagnétisant) existe dans le matériau AB; le champ magnétique dans le fer doux est nul puisque ce fer doux est supposé avoir une perméabilité infinie.

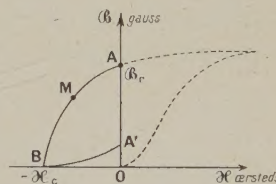


Fig. 2.

Le point de fonctionnement M (*fig.* 2) décrit le cycle d'hystérésis AB lorsque l varie de zéro à l'infini; la valeur absolue du champ en B, est le champ coercitif. L'opération n'est d'ailleurs pas réversible; si on rapprochait les pièces polaires A′ et B′ jusqu'au contact, le point de fonctionnement décrirait le cycle de recul BA′ (*fig.* 2); je reviendrai sur ce sujet.

Supposons le point de fonctionnement en M et écrivons les deux lois fondamentales du circuit magnétique :

1° Le champ magnétique dérive d'un potentiel; on a donc le long d'un circuit fermé

$$\int \mathcal{H} \, \mathrm{d}l = 0.$$

(¹) Exposé fait à la Société Française de Physique le 17 janvier 1941.

(²) « Aimants permanents », *Revue Générale de l'Électricité*, t. L, n° 1, p. 35, juillet 1941.

Nous admettrons que le champ démagnétisant dans l'aimant est uniforme et de valeur $\mathcal{H}$, que le champ h dans l'air est également uniforme.

Avec ces approximations on a

$$\mathcal{H} L + hl = 0.$$

2° Le flux d'induction est conservatif; des hypothèses précédentes il résulte que l'induction $\mathcal{B}$ dans l'aimant est uniforme, que l'induction b dans l'air l'est également, d'où

$$\mathcal{B} S = bs.$$

L'air a une perméabilité μ_0; on a donc

$$b = \mu_0 h.$$

Nous n'utiliserons que le système d'unités électromagnétiques C.G.S. dans lequel $\mu_0 = 1$; d'où

$$\mathcal{B} S = hs. \tag{1}$$

De cette équation et de l'équation

$$\mathcal{H} L = - hl, \tag{2}$$

nous déduisons

$$\frac{\mathcal{B}}{\mathcal{H}} = - \frac{L}{S} \frac{s}{l}. \tag{3}$$

Si l'on désigne par V le volume LS de l'aimant, par v le volume de l'entrefer, il vient

$$V = - h^2 \frac{v}{\mathcal{B}\mathcal{H}}. \tag{4}$$

Ainsi pour un entrefer donné (s, l) et un aimant donné (L, S) le point de fonctionnement M est connu si l'on se donne le cycle d'hystérésis du matériau; il suffit (*fig.* 2) de tracer la droite OM de coefficient angulaire

$$- \frac{L}{S} \frac{s}{l}. \tag{5}$$

Connaissant le point M on déduira les valeurs correspondantes $\mathcal{B}$ et $\mathcal{H}$ et par suite la valeur du champ h dans l'entrefer.

Si nous nous imposons les valeurs h et v, le volume V de l'aimant sera donné par l'équation (4). Ce volume sera minimum lorsque le produit $\mathcal{B}\mathcal{H}$ sera maximum; or, ce produit passe nécessairement par un maximum puisqu'il est nul lorsque le point de fonctionnement est en A ou en B (*fig.* 2). Nous désignerons par $\mathcal{B}'$ et $\mathcal{H}'$ les valeurs correspondantes de $\mathcal{B}$ et $\mathcal{H}$.

Nous remarquerons encore que le produit $h^2 v$ représente au facteur $\frac{1}{8\pi}$ près, l'énergie contenue dans l'entrefer sous forme magnétique; cette énergie est égale à $\mathcal{B}\mathcal{H} V$; pour un volume V d'aimant elle est maxima si le produit $\mathcal{B}\mathcal{H}$ est maximum.

Finalement, pour obtenir un champ h dans un volume v d'entrefer, on utilisera un aimant de dimensions L et S telles que

$$L = - \frac{hl}{\mathcal{H}'}, \tag{6}$$

$$S = \frac{hs}{\mathcal{B}'}, \tag{7}$$

Le volume V d'aimant a pour valeur

$$V = - \frac{h^2 v}{\mathcal{B}' \mathcal{H}'}, \tag{8}$$

Critérium d'Evershed, hyperbole de Watson; conséquences. — Il y a évidemment intérêt à utiliser un matériau tel que pour un champ donné dans un entrefer de volume donné, le volume d'aimant soit minimum; il y aura donc lieu d'employer le matériau par lequel le produit $\mathcal{B}' \mathcal{H}'$ est le plus grand possible. Ce produit caractérise dans une certaine mesure le matériau; cette remarque a été faite pour la première fois par Evershed. Lorsque les dimensions de l'entrefer et de l'aimant sont telles que le point de fonctionnement correspond aux valeurs $\mathcal{B}'$ et $\mathcal{H}'$, on dit que le critérium d'Evershed est satisfait.

Les catalogues des fabricants d'aimants indiquent généralement la valeur des produits $\mathcal{B}' \mathcal{H}'$ et presque toujours les valeurs $\mathcal{B}_r$ et $\mathcal{H}_c$ de l'induction rémanente et du champ coercitif. A défaut de la connaissance du produit $\mathcal{B}' \mathcal{H}'$ on pourra déduire approximativement sa valeur de la formule empirique

$$\mathcal{B}' \mathcal{H}' = 2,4 \mathcal{B}_r \mathcal{H}_c,$$

formule vérifiée d'une façon assez satisfaisante pour la majorité de matériaux magnétiques.

D'autre part, Watson a montré que pour tous les aciers à aimants, le cycle d'hystérésis dans la région où $\mathcal{H}$ est négatif et $\mathcal{B}$ positif est une branche d'hyperbole; il est alors facile de montrer que le maximum du produit $\mathcal{B}\mathcal{H}$ correspond au point de rencontre de la courbe d'hystérésis avec la diagonale du rectangle de hauteur $\mathcal{B}_r$ (induction rémanente) et de base $\mathcal{H}_c$ (champ coercitif).

Les courbes 1 et 2 de la figure 3 représentent les cycles d'hystérésis d'un acier à 35 pour 100 de cobalt et de l'acier au nickel-aluminium nuance A d'Allevard. Les points de fonctionnement qui correspondent au critérium d'Evershed sont I et I'.

Supposons que deux aimants construits avec ces deux matériaux aient la même forme, c'est-à-dire que pour l'un et l'autre, les valeurs de L, S, et l, s soient les mêmes; les dimensions déterminent la position du point de fonctionnement, point de rencontre de la courbe d'hystérésis avec une droite passant par l'origine et de coefficient angulaire donné [équation (5)].

Si les dimensions sont telles que le point de fonctionnement soit en A_1 pour l'aimant au cobalt, il sera en A_2 pour l'aimant au nickel-aluminium.

Les énergies comprises dans l'entrefer sont au facteur $\frac{V}{8\pi}$ près égales aux aires des rectangles ayant OA_1 et OA_2 pour diagonales; l'aimant au cobalt donne des résultats meilleurs que l'aimant au nickel-aluminium.

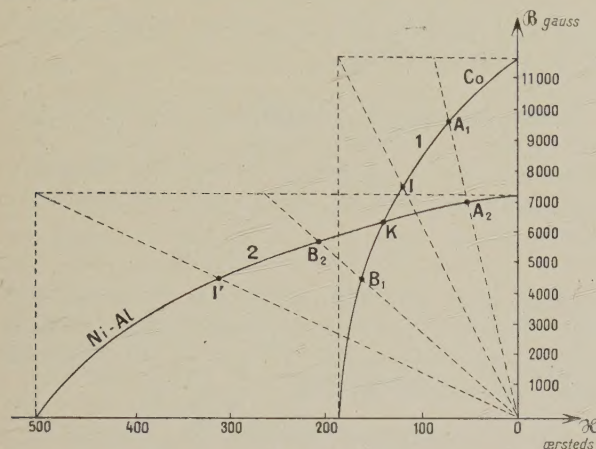


Fig. 3.

Ce serait l'inverse si les dimensions étaient telles que les points de fonctionnement soient en B_1 et B_2.

Si les points de fonctionnement étaient en K, les deux matériaux donneraient les mêmes résultats.

En fait les deux aimants et leurs entrefers doivent avoir des dimensions différentes et les points de fonctionnement doivent être en I et I'. En I pour l'aimant au cobalt, on a

$$\mathcal{B}'\mathcal{H}' = 0,9.10^6;$$

en I' pour l'aimant au Ni-Al, on a

$$\mathcal{B}'\mathcal{H}' = 1,35.10^6.$$

Soit encore un acier moderne (ticonal 2 A) pour lequel

$$\mathcal{H}' = 500, \qquad \mathcal{B}' = 3\,600, \qquad \mathcal{B}'\mathcal{H}' = 1,8.10^6,$$

et un acier ancien au tungstène pour lequel

$$\mathcal{H}' = 30, \qquad \mathcal{B}' = 6\,600, \qquad \mathcal{B}'\mathcal{H}' = 0,2.10^6.$$

Désignons par L_1, S_1, L_2 et S_2 les dimensions optima des deux aimants [équations (6) et (7)] on aura

$$\frac{L_1}{L_2} = \frac{30}{500}, \qquad L_2 = 16,5\ L_1,$$

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{6\,600}{3\,600}, \qquad S_2 = 0,54\,S_1,$$

$$L_2 S_2 = 8,64\,L_1 S_1.$$

Ainsi le volume de l'aimant au tungstène est supérieur à huit fois le volume de l'aimant en ticonal 2 A; sa longueur est supérieure à 16 fois la longueur de l'aimant en ticonal 2 A; par contre la section S_2 n'est guère que la moitié de S_1.

En passant nous remarquerons combien est faible la perméabilité des aimants modernes pour le point de fonctionnement optimum. Alors que pour l'aimant au tungstène on a

$$\mu = \frac{\mathcal{B}'}{\mathcal{H}'} = \frac{6\,600}{30} = 220,$$

pour le ticonal 2 A, on a

$$\mu = \frac{\mathcal{B}'}{\mathcal{H}'} = \frac{3\,600}{500} = 7,2.$$

C'est dire combien les fuites doivent être importantes puisque l'aimant est plongé dans un milieu (l'air) qui n'est que 7,2 fois moins perméable que lui !

Ce qui caractérise le matériau moderne c'est :

1° Une induction rémanente plus faible;

2° Un champ coercitif beaucoup plus grand;

3° Un produit $\mathcal{B}'\mathcal{H}'$ beaucoup plus élevé;

4° Une perméabilité faible au point de fonctionnement optimum et corrélativement, ce qui est le revers de la médaille, des fuites élevées;

5° Une dureté considérable; la dureté (mesurée à la bille de Brinell) est d'autant plus grande que le champ coercitif est lui-même plus grand. Les matériaux modernes ne peuvent être usinés qu'à la meule, leur moulage s'impose.

Souvent les aimants seront livrés sous forme de barreaux droits et si le volume de l'aimant est faible le volume total de métal sera notablement plus important que celui de l'aimant, le volume des pièces polaires devenant prédominant (*fig.* 1 *b*). Néanmoins l'encombrement total est beaucoup plus réduit que celui qui était obtenu avec les anciens matériaux.

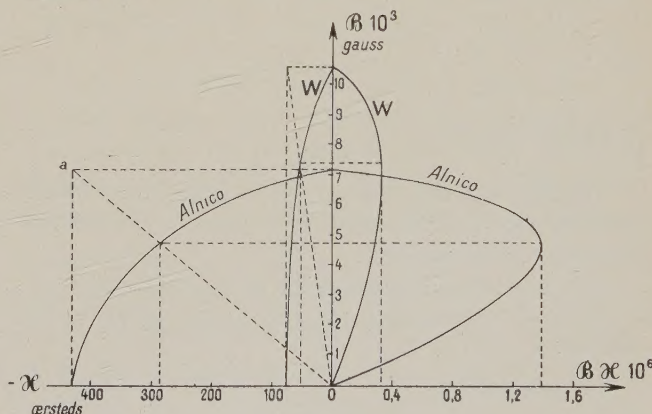


Fig. 4.

Signalons que les catalogues des constructeurs reproduisent en général non seulement le cycle d'hystérésis mais encore la courbe représentant le produit $\mathcal{B}\mathcal{H}$ en fonction de $\mathcal{B}$. La figure 4 représente de telles courbes pour l'Alnico (acier moderne à l'aluminium-nickel-cobalt) et un acier ancien au tungstène.

On voit que le maximum du produit $\mathcal{B}\mathcal{H}$ est peu accusé pour le tungstène alors qu'il est au contraire très accusé pour l'alnico; ceci n'est pas sans inconvénient. Alors même que les dimensions du circuit magnétique n'étaient pas très bien déterminées, le produit $\mathcal{B}\mathcal{H}$ pouvait être encore voisin de $\mathcal{B}'\mathcal{H}'$ dans le cas de l'acier au tungstène alors que dans le cas de l'alnico, une mauvaise détermination des dimensions risque de nous éloigner considérablement des conditions optima d'utilisation.

Ainsi qu'il a été dit la simple inspection du graphique permet de déterminer les énergies contenues dans l'entrefer sous forme magnétique; en effet cette énergie W a pour valeur

$$W = \frac{h^2 v}{8\pi} = \frac{(hl)(hs)}{8\pi} = \frac{(-\mathcal{H}L)(\mathcal{B}S)}{8\pi} = -\frac{\mathcal{B}\mathcal{H}V}{8\pi}.$$

Ainsi que nous l'avons remarqué, pour un même volume d'aimant, l'énergie dans l'entrefer est égale au facteur $\frac{W}{8\pi}$ près au produit $\mathcal{B}\mathcal{H}$. C'est une autre façon de montrer que le point de fonctionnement doit être tel que $\mathcal{H} = \mathcal{H}'$ et $\mathcal{B} = \mathcal{B}'$ [équation (8)].

Signalons enfin que presque toujours la valeur de $\mathcal{B}'\mathcal{H}'$ augmente en même temps que le champ coercitif $\mathcal{H}_c$; par contre l'induction rémanente $\mathcal{B}_r$ diminue lorsque $\mathcal{B}'\mathcal{H}'$ augmente. Il y a cependant de rares exceptions sur lesquelles nous reviendrons à la fin de cet article.

C'est ainsi que pour le ticonal 2 A on a

$$\mathcal{H}_c = 1\,000, \qquad \mathcal{B}_r = 5\,800, \qquad \mathcal{B}'\mathcal{H}' = 18.10^5,$$

alors que pour le ticonal 3,8 on a

$$\mathcal{H}_c = 610, \qquad \mathcal{B}_r = 12\,000, \qquad \mathcal{B}'\mathcal{H}' = 38.10^5.$$

et

$$\mathcal{H}_c = 650, \qquad \mathcal{B}_r = 12\,000, \qquad \mathcal{B}'\mathcal{H}' = 58.10^5.$$

pour le triconal 5,8.

Validité des équations. — Les équations établies précédemment sont rigoureuses sous les conditions suivantes déjà signalées :

1° Le champ démagnétisant $\mathcal{H}$ est uniforme.

2° Le fer des pièces polaires a une perméabilité infinie.

On avait alors

$$\frac{\mathcal{B}}{\mathcal{H}} = -\frac{L}{S}\frac{s}{l}. \qquad (3)$$

Or la réluctance de l'entrefer que nous désignerons par $\mathcal{R}_a$, a pour valeur

$$\mathcal{R}_a = \frac{l}{s}.$$

On peut donc écrire l'équation (3) sous la forme

$$\frac{\mathcal{B}}{\mathcal{H}} = -\frac{L}{S}\frac{1}{\mathcal{R}_a} = -\mathcal{P}_a\frac{L}{S}. \qquad (3')$$

$\mathcal{P}_a$ désignant la perméance. Nous donnerons à cette équation (3′) le nom d'équation de Picou; elle a été établie par cet auteur en utilisant des graphiques faisant intervenir la notion de force magnétomotrice; nous allons montrer, en employant une méthode un peu différente de celle de Picou, que cette équation (3′) est encore valable dans le cas où il y a des fuites.

Étude du circuit magnétique lorsqu'il y a des fuites. — Reportons-nous à la figure 1 *b* et supposons que le matériau ne soit pas aimanté; enroulons n spires sur AB, faisons passer un courant i; on aura

$$4\pi ni = (\mathcal{R} + \mathcal{R}' + \mathcal{R}_a)\Phi,$$

Φ désignant le flux d'induction, $\mathcal{R}$, $\mathcal{R}'$ et $\mathcal{R}_a$ désignant les réluctances du matériau AB, du fer et de l'air. Les réluctances de AB et de l'air sont seules importantes, on a donc sensiblement

$$4\pi ni = (\mathcal{R} + \mathcal{R}_a)\Phi.$$

Supprimons le courant, il restera

$$\mathcal{R} + \mathcal{R}_a = 0.$$

Remarquons que cette équation serait rigoureuse dans le cas d'un aimant permanent, dépourvu de pièces polaires puisque $\mathcal{R}'$ n'intervient plus.

Ainsi, et d'une façon absolument automatique, la réluctance du matériau est égale et de signe contraire à la réluctance aérienne, on a

$$\mathcal{R} = -\mathcal{R}_a.$$

En fait nous ne savons pas calculer $\mathcal{R}$ précisément parce qu'il y a des fuites (*fig.* 5 *a*), fuites qui

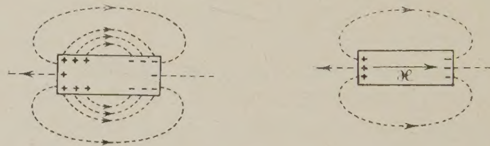


Fig. 5.

seront d'autant plus importantes que la perméabilité du matériau utilisé sera plus faible et qui, par conséquent, ne peuvent être déterminées par la seule connaissance des dimensions géométriques du circuit.

Contrairement à nos hypothèses nous admettrons que $\mathcal{H}$ est uniforme (*fig.* 5 *b*), qu'il en est de même de l'induction $\mathcal{B}$, alors $\mathcal{R}$ est calculable,

$$\mathcal{R} = \frac{L}{\mu S},$$

mais

$$\mu = \frac{\mathcal{B}}{\mathcal{H}},$$

d'où

$$\frac{\mathcal{H}}{\mathcal{B}}\frac{L}{S} = -\mathcal{R}_a,$$

$$\frac{\mathcal{B}}{\mathcal{H}} = -\frac{1}{\mathcal{R}_a}\frac{L}{S} = -\mathcal{P}_a\frac{L}{S}. \qquad (3')$$

Nous avons donc rétabli d'un façon très simple l'équation de Picou et l'intérêt de la démonstration réside en ce qu'elle fait ressortir les approximations admises et je dirai même les contradictions.

En effet écrire que $\mathcal{R} = \frac{L}{\mu S}$ c'est admettre qu'il n'y a pas de fuites le long de l'aimant, que toutes les lignes d'induction s'échappent ou aboutissent aux pôles; la réluctance $\mathcal{R}$ devrait donc être calculée en utilisant un schéma tel que celui de la figure 5 *b*. Or, ainsi que nous le verrons plus loin, on calculera $\mathcal{R}_a$ en tenant compté des fuites (*fig.* 5 *a*).

On fait encore une approximation sur laquelle il y a lieu d'insister.

Considérons par exemple deux barreaux rectilignes de même section et de même longueur, les fuites magnétiques dépendront de la nature du matériau; elles seront beaucoup plus importantes pour un acier moderne que pour un acier au tungstène à cause de la différence de perméabilité; or les calculs qui permettent de déterminer $\mathcal{R}_a$ ne tiennent pas compte de ce fait, ils ne tiennent compte que des dimensions géométriques. Alors que les dimensions d'un conducteur permettent de calculer plus ou moins aisément sa résistance électrique, les dimensions du circuit magnétique dans l'air ne suffisent pas à déterminer la reluctance, car, si la résistivité et par suite la conductibilité d'un matériau sont des constantes, la perméabilité d'un aimant dépend de sa forme.

Dans tous les projets on admettra que $\mathcal{R}_a$ (et par suite $\mathcal{P}_a$) ne dépendent que de la forme du circuit; c'est ce que montre précisément l'équation (3'). Pour un circuit magnétique donné (L et S connus, $\mathcal{R}_a$ calculable), il suffira (*fig.* 6) de tracer la droite de coefficient angulaire $-\mathcal{P}_a\frac{L}{S}$ pour obtenir le point de fonctionnement M.

L'intérêt de l'équation (3') de Picou est le suivant :

Le flux total Φ dans l'air comporte un flux utile Φ_0 (champ uniforme h, *fig.* 7) et un flux de fuite Φ_1), la réluctance aérienne $\mathcal{R}_a$ comporte donc deux réluctances en parallèle ($\mathcal{R}_0$ et $\mathcal{R}_1$) et on utilise la formule

$$\frac{1}{\mathcal{R}_a} = \frac{1}{\mathcal{R}_0} + \frac{1}{\mathcal{R}_1}.$$

Si cette formule est valable le point de fonctionnement sera en M (*fig.* 8) : le graphique permet d'apprécier immédiatement les importances relatives du flux utile ($\mathcal{B}_0 S$) et du flux de fuite ($\mathcal{B}_1 S$); le flux total au milieu de l'aimant étant $\mathcal{B}S$, on a

$$\Phi = \mathcal{B}S = (\mathcal{B}_1 + \mathcal{B}_0)S \qquad \text{et} \qquad \mathcal{B}_0 S = hs$$

(h champ utile dans l'entrefer, s surface utile de l'entrefer).

Je montrerai plus loin des exemples d'application de ce graphique de Picou.

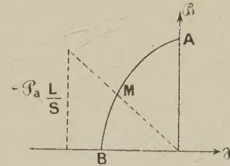


Fig. 6.

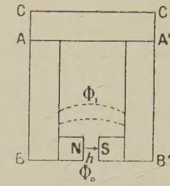


Fig. 7.

Il y a cependant une difficulté, les deux flux Φ_0 et Φ_1) ne *sont pas rigoureusement en parallèle*, car deux flux ne sont en parallèle que si la différence de potentiel pagnétique $U - U'$ est la même aux deux extrémités des dérivations (*fig.* 9). Ce n'est pas le cas du flux de la figure 7.

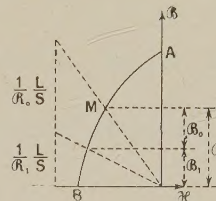


Fig. 8.

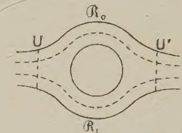


Fig. 9.

Nous verrons plus loin comment on se tire d'embarras et admettrons provisoirement la validité de l'équation

$$\frac{1}{\mathcal{R}_a} = \frac{1}{\mathcal{R}_0} + \frac{1}{\mathcal{R}_1}.$$

Avec Picou, nous continuerons à écrire cette formule pour les discussions générales; dans les applications numériques il faudra fréquemment remplacer $\mathcal{R}_1$ par $\frac{\mathcal{R}_1}{2}$, ceci pour tenir compte précisément de ce que la différence de potentiel aux bornes des deux dérivations n'est pas la même.

$\mathcal{R}_0$ s'obtient immédiatement $\left(\mathcal{R}_0 = \frac{l}{s}\right)$; quant à $\mathcal{R}_1$, il n'est pas toujours aisé de l'obtenir.

Cramp et miss Calderwood ont donné, pour certaines formes de surfaces, la valeur de $\mathcal{R}_1$; on trouvera les formules de ces auteurs dans l'ouvrage de Picou.

On peut encore utiliser l'ingénieuse méthode graphique de Lehmann familière aux électrotechniciens (on trouvera l'exposé du procédé dans les *Lecons d'électrotechnique générale* de Fallou, t. I, p. 53).

Enfin on peut employer une méthode semi-théorique, semi-expérimentale que j'indiquerai plus loin.

Admettons donc que $\mathcal{R}_a$ ait été calculé; le point de fonctionnement sera en M (*fig.* 8), le coefficient angulaire de la droite OM ayant pour valeur

$$\left(\frac{1}{\mathcal{R}_0} + \frac{1}{\mathcal{R}_1}\right)\frac{L}{S}.$$

Cherchons maintenant ce que deviennent les équations établies au début de cet article, lorsqu'il y a des fuites.

L'équations (1)

$$\mathcal{B} S = hs = \Phi_0$$

ne subsiste plus puisque le champ dans l'entrefer n'est pas uniforme. Il faut remplacer cette équation par la suivante $\mathcal{B} S = \Phi_A$, Φ_A désignant le flux total dans l'air. Mais si nous désignons par σ un coefficient supérieur à l'unité et qui porte le nom de coefficient d'Hopkinson, on a

$$\Phi_A = \sigma \Phi_0,$$

d'où

$$\mathcal{B} S = \sigma hs. \qquad (1')$$

L'équation (2)

$$\mathcal{H} L = - hl \qquad (2)$$

subsiste avec l'hypothèse que $\mathcal{H}$ est uniforme; l'équation (3)

$$\frac{\mathcal{B}}{\mathcal{H}} = - \frac{L}{S}\frac{s}{l} \qquad (3)$$

se transforme et devient

$$\frac{\mathcal{B}}{\mathcal{H}} = - \sigma \frac{L}{S}\frac{s}{l}. \qquad (3'')$$

Enfin le volume de l'aimant est donné par

$$V = - \sigma \frac{h^2 v}{\mathcal{B}\mathcal{H}}.$$

Le volume V de l'aimant sera toujours minimum lorsque le produit $\mathcal{B}\mathcal{H}$ prendra la valeur $\mathcal{B}'\mathcal{H}'$ (critérium d'Evershed).

Identifiant les équations (3') et (3''), nous obtenons

$$\frac{1}{\mathcal{R}_a} = \sigma \frac{s}{l}.$$

Ainsi le calcul de $\mathcal{R}_a$ revient au calcul de σ.

Si $\mathcal{R}_a$ ou σ ont été calculés, les dimensions de l'aimant L et S seront données en fonction des dimensions imposées l et s et du champ h dans l'entrefer par

$$L = - \frac{hl}{\mathcal{H}}, \qquad S = \sigma \frac{hs}{\mathcal{B}}.$$

La première équation suppose que le champ démagnétisant est uniforme, qu'il n'y a pas de fuites.

La seconde équation ne suppose pas nécessairement que $\mathcal{B}$ soit uniforme; $\mathcal{B}$ désignerait l'induction dans la partie médiane de l'aimant; le coefficient σ exprime qu'il y a des fuites, il y a donc bien contradiction dans nos hypothèses; l'une des équations de base n'admet pas l'existence de fuites et l'autre l'admet.

Exemple de calcul de σ. — Nous allons donner un exemple très simple qui montrera l'un des procédés de l'ingénieur ([3]).

Les deux pièces $\alpha\beta$ et $\alpha'\beta'$ du circuit (*fig.* 10) sont constituées par de l'acier à aimant. Ces deux pièces sont réunies par une armature de fer parfaitement doux.

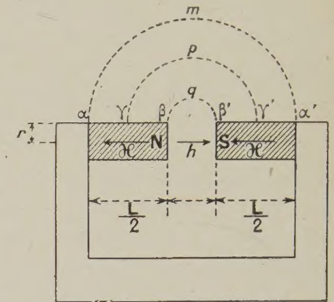


Fig. 10.

J'admets que le champ magnétique est uniforme dans $\alpha\beta$ et $\alpha'\beta'$. Désignons par γ et γ' les milieux de $\alpha\beta$ et $\alpha'\beta'$. La différence de potentiel magnétique entre γ et γ' que nous désignerons par $U_\gamma - U_{\gamma'}$ a pour valeur (en supposant $\mathcal{H}$ uniforme, *absence de fuites*)

$$U_\gamma - U_{\gamma'} = U_\gamma - U_\alpha + U_\alpha - U_{\alpha'} + U_{\alpha'} - U_{\gamma'}.$$

Le fer étant parfaitement doux on a

$$U_\alpha - U_{\alpha'} = 0,$$

d'où

$$U_\gamma - U_{\gamma'} = (U_\gamma - U_\alpha) + (U_{\alpha'} - U_{\gamma'}) = \frac{\mathcal{H} L}{4} + \frac{\mathcal{H} L}{4} = \frac{\mathcal{H} L}{2}.$$

Dans l'entrefer le flux utile est Φ_0; j'admets qu'il y a un flux de fuite Φ_1, ce qui est en contradiction avec l'hypothèse du champ uniforme; j'admets que les lignes de fuites sont des demi-circonférences telles que $\alpha m \alpha'$, $\gamma p \gamma'$, $\beta q \gamma'$; j'admets que l'ensemble des tubes de fuites ont une longueur moyenne égale à $\gamma p \gamma'$ soit $\pi\left(\frac{2}{l} + \frac{L}{4}\right)$; j'admets que la surface a pour valeur la surface latérale d'un des demi-aimants soit $(2\pi r)\frac{L}{2}$; j'admets enfin que la différence de potentiel moyenne a pour valeur $U_\gamma - U_{\gamma'}$, et j'applique la formule générale

$$U = \mathcal{R}\Phi$$

qui devient ici

$$U_\gamma - U_{\gamma'} = \frac{\mathcal{H} L}{2} = \frac{\pi\left(\frac{l}{2} + \frac{L}{4}\right)}{\pi r L}\Phi_1 = \frac{2l + L}{4rL}\Phi_1.$$

De cette équation je tire

$$\Phi_1 = \mathcal{H}\frac{2rL^2}{2l + L}.$$

Désignons par Φ_0 le flux utile (de valeur $\pi r^2 h$) et dont nous allons chercher l'expression en fonction de $\mathcal{H}$.

([3]) D'après van Urk, *Revue Technique Philips*, février 1940. L'exemple donné par van Urk est plus compliqué.

On a

$$U_\beta - U_{\beta'} = \mathcal{R}_0 \Phi_0 = \frac{l}{s}\Phi_0.$$

Mais

$$U_\beta - U_{\beta'} = \mathcal{H} L.$$

D'où

$$\Phi_0 = \mathcal{H}\frac{Ls}{l} = \mathcal{H}\frac{L\pi r^2}{l},$$

relation ne faisant que traduire l'égalité de $\mathcal{H}L$ et hl (uniformité des champs $\mathcal{H}$ et h, ce qui est correct pour h mais non pour $\mathcal{H}$).

Par définition du coefficient de dispersion σ, on a

$$\sigma = \frac{\Phi_0 + \Phi_1}{\Phi_0} = 1 + \frac{\Phi_1}{\Phi_0} = 1 + \frac{2}{\pi}\,\frac{lL}{r(2l+L)}.$$

Avec le procédé de calcul utilisé, le champ $\mathcal{H}$ inconnu s'élimine automatiquement, σ ne dépend que des dimensions des circuits, il ne dépend pas de la nature du matériau ce qui est manifestement inexact (*voir* les figures 5 *a* et 5*b*).

Il va de soi qu'avec un procédé de calcul aussi simpliste la valeur de σ calculée ne peut être égale à la valeur observée.

On opère alors comme suit :

On pose

$$\sigma = 1 + \frac{\alpha l L}{r(L+2l)}.$$

Un circuit magnétique conforme à celui de la figure 10 ayant été réalisé, on mesure effectivement σ (détermination au moyen d'un fluxmètre) et on déduit α.

L'expérience montre que ces formules semi-théoriques, semi-expérimentales conviennent pour tous les circuits magnétiques du même type alors même que L, l et r varient dans de larges limites et que l'on modifie la nature du matériau.

Avant-projet d'aimant. — Nous nous donnons la forme du circuit magnétique (ce sera par exemple celui de la figure 10), nous nous donnons le champ h dans l'entrefer, la longueur l et la section s de ce dernier, on a

$$\mathcal{H}L = -hl, \qquad \mathcal{B}S = \sigma h s,$$

Nous ne connaissons ni $\mathcal{B}$ ni $\mathcal{H}$ mais nous désirons que ces valeurs soient précisément égales à $\mathcal{H}'$ et $\mathcal{B}'$, valeurs telles que le produit $\mathcal{B}'\mathcal{H}'$ soit maximum (critérium d'Evershed).

Ayant figuré l'aimant sur une épure, nous calculons σ ; L et S sont connus et par suite le rapport $\frac{\mathcal{B}}{\mathcal{H}}$

$$\frac{\mathcal{B}}{\mathcal{H}} = -\frac{L}{S}\sigma\frac{s}{l}.$$

Si la valeur trouvée pour $\frac{\mathcal{B}}{\mathcal{H}}$ est égale à $\frac{\mathcal{B}'}{\mathcal{H}'}$, le problème est résolu; si elle est différente on modifiera L et r et on calculera à nouveau σ par la formule

$$\sigma = 1 + \frac{\alpha l L}{r(L+2l)}.$$

Le deuxième ou troisième essai, dit Van Urk, permettrait d'atteindre le résultat. On aura donc

$$L = -\frac{hl}{\mathcal{H}'}, \qquad S = \frac{\sigma h s}{\mathcal{B}'}.$$

Remarque au sujet du calcul de la réluctance aérienne $\mathcal{R}_a$. — Nous avons vu précédemment que le rapport $\frac{\mathcal{B}}{\mathcal{H}}$ pouvait s'écrire indifféramment

$$\frac{\mathcal{B}}{\mathcal{H}} = -\frac{1}{\mathcal{R}_a}\frac{L}{S}, \qquad \frac{\mathcal{B}}{\mathcal{H}} = -\sigma\frac{L}{S}\frac{s}{l}.$$

D'où

$$\sigma = \frac{l}{\mathcal{R}_a s}.$$

Or nous avons calculé $\mathcal{R}_a$ et σ dans le cas de la figure 10 puisque nous avons calculé $\mathcal{R}_1$ et $\mathcal{R}_0$. Nous avons trouvé

$$\mathcal{R}_1 = \frac{2l+L}{4rl}, \qquad \mathcal{R}_0 = \frac{l}{\pi r^2}.$$

Si nous admettions la formule

$$\frac{1}{\mathcal{R}_a} = \frac{1}{\mathcal{R}_0} + \frac{1}{\mathcal{R}_1}, \qquad (1)$$

on trouverait

$$\frac{1}{\mathcal{R}_a} = \frac{4rL}{2l+L} + \frac{\pi r^2}{l}$$

et

$$\sigma = \frac{l}{\mathcal{R}_a s} = 1 + \frac{4Ll}{\pi(2l+L)},$$

alors que nous avons trouvé

$$\sigma = 1 + \frac{2Ll}{\pi(2l+L)}.$$

La différence des deux résultats provient de ce que dans l'équation de Picou la formule (1) n'est pas applicable; elle doit être remplacée dans le cas actuel par la formule

$$\frac{1}{\mathcal{R}_a} = \frac{1}{\mathcal{R}_0} + \frac{1}{2\mathcal{R}_1}.$$

Reportons-nous au circuit de la figure 7. Un tel circuit qui comporte une barre de fer doux AC A'C', deux pièces polaires en fer doux N et S et enfin deux branches AB et A'B' en matériau magnétique, est équivalent à l'aimant en fer à cheval. On admet que la différence de potentiel magnétique est maxima et de valeur U entre les pôles N et S, qu'elle est nulle entre les sections A et A' et qu'elle diminue linéairement de BB' à AA'.

Picou admet (et c'est en somme l'hypothèse faite dans le calcul relatif au circuit de la figure 10)

que la différence de potentiel entre les deux faces en regard relative au flux Φ_1 a pour valeur $\frac{U}{2}$; d'où

$$\frac{U}{2} = \mathcal{R}_1 \Phi_1, \qquad \Phi_1 = \frac{U}{2\mathcal{R}_1},$$

$$U = \mathcal{R}_0 \Phi_0, \qquad \Phi_0 = \frac{U}{\mathcal{R}_0},$$

$$\sigma = 1 + \frac{\Phi_1}{\Phi_0} = 1 + \frac{\mathcal{R}_0}{2\mathcal{R}_1} = \mathcal{R}_0\left(\frac{1}{2\mathcal{R}_1} + \frac{1}{\mathcal{R}_0}\right).$$

Remplaçons $\mathcal{R}_0$ par sa valeur $\frac{l}{s}$, on aura

$$\sigma = \frac{l}{s}\left(\frac{1}{2\mathcal{R}_1} + \frac{1}{\mathcal{R}_0}\right)$$

et non pas

$$\sigma = \frac{l}{s}\left(\frac{1}{\mathcal{R}_1} + \frac{1}{\mathcal{R}_0}\right).$$

Remarque au sujet du critérium d'Evershed. — Nous avons dit que le produit $\mathcal{B}'\mathcal{H}'$ caractérisait le produit magnétique, dans une certaine mesure seulement; un exemple fera comprendre pourquoi. Imaginons, pour simplifier, qu'on ait pu réaliser deux matériaux différents tels que le produit $\mathcal{B}'\mathcal{H}'$ soit le même, mais que $\mathcal{B}'$ et $\mathcal{H}'$ soient différents. Affectons des indices 1 et 2 les grandeurs qui correspondent à chacun de ces matériaux; supposons par exemple que

$$\mathcal{B}'_1 = 4\mathcal{B}'_2, \qquad \mathcal{H}'_1 = \frac{\mathcal{H}'_2}{4}.$$

On trouve alors, en négligeant les fuites,

$$L_1 = 4L_2, \qquad S_1 = \frac{S_2}{4}.$$

L'aimant numéro 2 ayant une longueur très courte, le circuit magnétique sera extrêmement ramassé et les pertes qui avaient été négligées pour établir la formule précédente sont en fait très importantes; les points réels de fonctionnement seront déterminés par

$$\frac{\mathcal{B}_1}{\mathcal{H}_1} = -\frac{s}{l}\frac{L_1}{S_1}\sigma_1, \qquad \frac{\mathcal{B}_2}{\mathcal{H}_2} = -\frac{s}{l}\frac{L_2}{S_2}\sigma_2.$$

Les volumes des deux aimants sont égaux et, en l'absence de pertes, il ont pour valeur

$$V = -\frac{h^2 v}{\mathcal{B}'\mathcal{H}'}.$$

En fait il y a des pertes et l'on a

$$V = -\frac{h^2 v}{\mathcal{B}_1\mathcal{H}_1}\sigma_1 = -\frac{h^2 v}{\mathcal{B}_2\mathcal{H}_2}\sigma_2.$$

Mais l'aimant numéro 2 ayant une forme très ramassée, le coefficient σ_2 est beaucoup plus important que le coefficient σ_1, et par suite le produit $\mathcal{B}_2\mathcal{H}_2$ est beaucoup plus éloigné de la valeur optima $\mathcal{B}'\mathcal{H}'$ que le produit $\mathcal{B}_1\mathcal{H}_1$.

Pour éviter les pertes on sera, dans le cas de l'aimant numéro 2, amené à augmenter la hauteur de la culasse (*fig.* 1 *b*). Ainsi la forme optima du circuit magnétique ne dépend pas seulement du produit $\mathcal{B}'\mathcal{H}'$ mais encore des valeurs respectives $\mathcal{B}'$ et $\mathcal{H}'$.

Quoi qu'il en soit, les circuits magnétiques des aimants modernes sont beaucoup plus ramassés que ceux que comportaient des aimants anciens en forme de fer à cheval, bien que la culasse et les pièces polaires aient un encombrement assez grand.

Dans de nombreux cas le circuit affecte la forme indiquée sur la figure 11.

Ce circuit nous amène à nous poser le problème suivant :

Que se passerait-il si au lieu d'un seul aimant de longueur L et de section S nous en utilisions deux de même longueur L et de même section ?

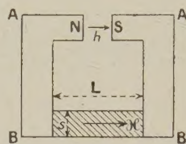


Fig. 11.

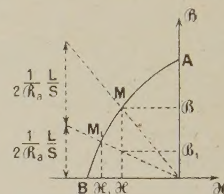


Fig. 12.

Ce problème se présente effectivement dans la réalité, car, précisément à cause de la forme très simple des pièces de fer doux AB et A′B′, il est facile, le circuit ayant été réalisé, d'insérer un deuxième aimant entre les branches AB et A′B′.

Nous admettrons, ce qui est pratiquement exact lorsque la longueur AB est assez grande devant l'épaisseur de l'aimant, que les fuites ne sont pas modifiées; par suite la réluctance aérienne totale reste constante.

Lorsqu'on utilise un seul aimant, on a

$$\frac{\mathcal{B}}{\mathcal{H}} = -\frac{1}{\mathcal{R}_a}\frac{L}{S}.$$

Le point de fonctionnement est en M (*fig.* 12).

Si l'on utilise deux aimants, $\mathcal{B}$ et $\mathcal{H}$ sont modifiées; ils prennent des valeurs $\mathcal{B}_1$ et $\mathcal{H}_1$, telles que

$$\frac{\mathcal{B}_1}{\mathcal{H}_1} = -\frac{1}{\mathcal{R}_a}\frac{L}{2S}.$$

Le point de fonctionnement est en M_1.

Les champs dans l'entrefer ont des valeurs h et h', telles que

$$-\mathcal{H}L = hl, \qquad -\mathcal{H}_1 L = h_1 l,$$

h_1 est donc supérieur à h puisque $\mathcal{H}_1$ est lui-même supérieure à $\mathcal{H}$.

Le flux total dans l'aimant prend les valeurs $\mathcal{B}S$ et $2\mathcal{B}_1 S$; en général $\mathcal{B}_1$ est assez notablement différent de $\mathcal{B}$ et le flux d'induction n'est pas doublé.

Supposons que le point M corresponde au maximum d'énergie dans l'entrefer, c'est-à-dire que $\mathcal{B}\mathcal{H} = \mathcal{B}'\mathcal{H}'$. Dans le cas d'un seul aimant, l'énergie dans l'entrefer (fuites comprises) aura pour valeur $\frac{V\mathcal{B}'\mathcal{H}'}{8\pi}$ et, dans le cas de deux aimants, elle aura pour valeur $\frac{2V\mathcal{B}_1\mathcal{H}_1}{8\pi}$; l'énergie est plus grande en général et nous avons atteint le but proposé (augmentation de h) mais nous avons mal dimensionné le circuit.

Le problème que nous venons de traiter nous amène à faire une remarque qui évitera peut-être une faute de raisonnement assez fréquente.

On dit souvent que le produit $\mathcal{H}L$ représente la force magnétomotrice de l'aimant; il n'y a aucun inconvénient à donner cette définition à la condition qu'on n'assimile pas $\mathcal{H}L$ à une force électromotrice. En effet le caractère d'une force électromotrice est d'être une constante, indépendante de la résistance sur laquelle elle débite, ce n'est pas le cas du produit $\mathcal{H}L$ qui représente une différence de potentiel. Si l'on tient à utiliser les lois du circuit magnétique elles s'écrivent correctement dans le cas actuel de la façon suivante :

$$\mathcal{H}L = -\mathcal{R}_a\Phi, \qquad \mathcal{H}_1 L = -\mathcal{R}_a\Phi_1.$$

D'autre part l'assimilation de l'aimant à une pile est dangereuse parce que la résistance interne de la pile est une constante; il n'en est pas de même de la réluctance de l'aimant. On a toujours

$$\mathcal{R} = -\mathcal{R}_a.$$

Dans le cas d'un seul aimant, il vient

$$\mathcal{R} = \frac{L}{\mu S} = -\mathcal{R}_a.$$

Dans le cas de deux aimants la réluctance n'a pas pour valeur $\frac{2\mu S}{L}$ mais $\frac{2\mu_1 S}{L}$ et μ_1 est différent de μ et même égal à $\frac{\mu}{2}$ si, comme nous l'avons admis, $\mathcal{R}_a$ est demeuré constant; en effet

$$\frac{L}{\mu S} = \frac{L}{2\mu_1 S} = -\mathcal{R}_a.$$

Cycles de recul, droites de recul. — Supposons que le circuit magnétique soit fermé (*fig.* 1 *a*); faisons passer un courant i dans des spires magnétisantes (non figurées); le courant i a d'abord un sens tel que le champ $\mathcal{H}$ soit positif; diminuons i jusqu'à zéro; le point de fonctionnement est alors en A (*fig.* 13 *a*); inversons le sens du courant, le point de fonctionnement vient en M; diminuons la valeur de i puis faisons-la croître à nouveau le champ $\mathcal{H}$ restant négatif; l'expérience montre que le point de fonctionnement décrit le cycle de recule MA′M′. L'expérience montre encore que ce cycle de recul est très étroit, qu'il peut être confondu avec une droite (*fig.* 13 *b*); ainsi, et c'est là un point

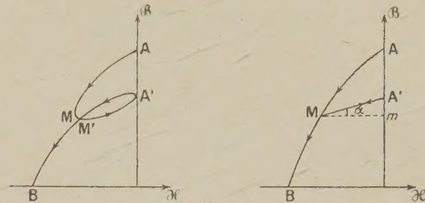


Fig. 13.

fondamental de la théorie de l'aimant permanent, le point de fonctionnement peut se déplacer d'une façon *réversible* sur la droite de recul MA′. Le rapport

$$\frac{\Delta\mathcal{B}}{\mathcal{H}} = \frac{A'm}{Mm} = \operatorname{tang}\alpha$$

est le coefficient de recul, il dépend de la position du point M sur le cycle d'hystérésis et de la nature du matériau.

Le tableau ci-après donne pour différents aciers (caractérisés par la valeur $\mathcal{H}_c$ du champ coercitif) et pour certaines valeurs de l'induction, la valeur de tang α.

La figure 14 représente le cycle d'hystérésis et

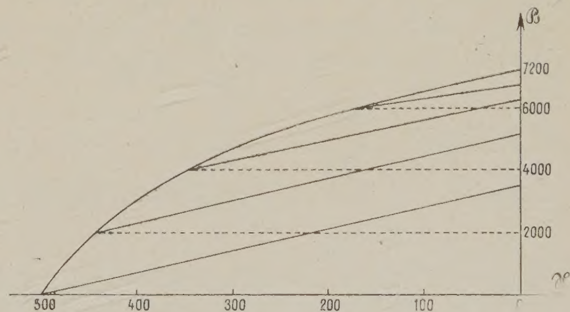


Fig. 14.

les droites de recul de l'acier nickel-aluminium nuance A_9 d'Allevard ($\mathcal{B}'\mathcal{H}' = 1{,}35.10^6$).

La figure 15 concerne l'acier au tungstène d'Allevard pour lequel $\mathcal{B}'\mathcal{H}' = 0{,}305.10^6$.

	ℬ.	10.10^3.	8.10^3.	6.10^3.	4.10^3.	2.10^3.	0.
Acier au tungstène.........	$\mathcal{H}_c =$ 63	39	43	48	50	52,5	54
» au colbalt...........	190	13,6	16,0	17,2	17,8	18,4	18,8
» au cobalt.............	260	–	6,9	8,4	9,9	10,5	11
» nickel-aluminium.....	500	–	–	4,5	6,2	6,9	7,2

Pour un même matériau tang α croît lorsque l'induction diminue et pour une même induction tang α a une valeur d'autant plus faible que le champ coercitif du matériau est plus grand.

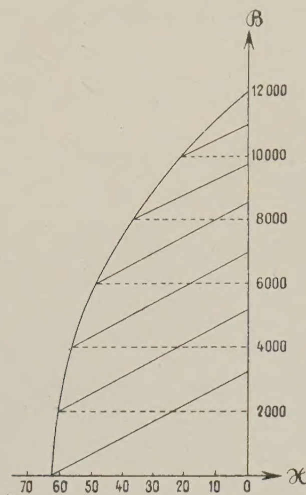


Fig. 15.

Rôle de l'armature. — Considérons un aimant (*fig.* 16) et une armature de fer doux primitivement

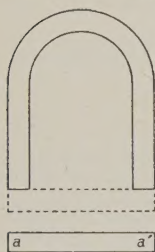


Fig. 16.

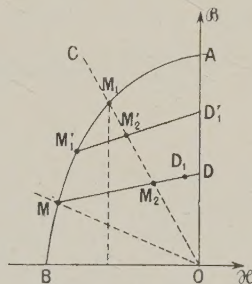


Fig. 17.

très éloignée de l'aimant. Le point de fonctionnement est en M (*fig.* 17); le coefficient angulaire de la droite ayant pour une valeur

$$-\frac{1}{\mathcal{R}_a}\frac{L}{S}.$$

Rapprochons l'armature, $\mathcal{R}_a$ diminue, le point de fonctionnement se trouve sur une droite OC de coefficient angulaire supérieur (en valeur absolue) à celui de OM. Le point de fonctionnement se trouve d'autre part, non en M_1 sur la courbe d'hystérésis, mais en M_2 sur la droite de recul du point M; au collage de l'armature le point de fonctionnement vient en D et non en A en supposant les fuites négligeables; en fait, et précisément à cause des fuites, il est en D_1.

Les fabricants d'aimants livrent leurs aimants non aimantés à moins d'une demande expresse du client. Pourquoi? — Examinons le cas d'un aimant de galvanomètre; nous le supposons aimanté l'armature n'étant pas en place; le point de fonctionnement est en M (*fig.* 17); introduisons l'armature, le point de fonctionnement vient en M_2 sur la droite OC et la droite de recul MD.

Supposons maintenant l'aimant non aimanté, plaçons l'armature, aimantons le matériau; le point de fonctionnement sera toujours sur la droite OC déterminée uniquement par le dimensions de l'aimant L et S et par la réluctance aérienne; il sera aussi sur la courbe d'hystérésis, donc en M_1; l'induction dans l'aimant et corrélativement le champ dans l'entrefer sont supérieurs à ce qu'ils étaient précédemment; il y a donc, de ce point de vue, avantage à aimanter après mise en place de l'armature.

Il y a un inconvénient.

Si des champs perturbateurs agissent sur le circuit, l'aimantation sera modifiée et la disparition des champs perturbateurs n'entraînera pas le retour à l'état primitif car il n'y a pas réversibilité. Or ceci est grave puisque les indications de l'appareil de mesure doivent être réversibles, on peut donc conseiller :

1° d'aimanter après mise en place de l'armature;

2° de soumettre le matériau à un champ démagnétisant total supérieur à $\mathcal{H}_1$. Le point de fonctionnement vient en M_1',

3° de supprimer le champ démagnétisant supplémentaire. Le point de fonctionnement vient alors en M_2' sur la droite de recul $M_1'\,D_1'$.

Il va de soi que si le champ parasite ajouté au champ propre de l'aimant était supérieur au champ qui correspond à M, il n'y aurait aucun avantage à aimanter après mise en place de l'armature.

La méthode que nous venons d'indiquer revient à vieillir *artificiellement* l'aimant. L'expérience montre en effet qu'après la première aimantation, le point de fonctionnement *n'est pas stable*, la droite OC se déplace vers OB ; ceci revient à dire que la réluctance $\mathcal{R}$ de l'aimant se modifie au cours du temps et corrélativement la réluctance aérienne puisque $\mathcal{R} + \mathcal{R}_a = 0$.

Au contraire l'expérience montre que le point de fonctionnement M_1' est stable; l'aimant a été vieilli artificiellement.

Remarques au sujet de la force portante des aimants. — Désignant par Σ la surface portante, la force portante F est donnée par

$$F = \frac{\mathcal{B}^2\,\Sigma}{8\pi}.$$

Supposons le matériau non aimanté, plaçons

l'armature et effectuons l'aimantation. Après suppression du courant magnétisant l'induction aura pour valeur $\mathcal{B}_r$ (aimantation rémanente). Si l'on a utilisé un aimant moderne (*fig.* 18) la force portante aura pour valeur

$$F = \frac{(7\,200)^2 \Sigma}{8\pi}.$$

Si l'on utilise un acier au tungstène la force portante sera

$$F' = \frac{(12\,000)^2 \Sigma}{8\pi}.$$

Mais nous ne pourrons laisser l'armature au collage; nous allons donc l'arracher, le point de fonctionnement décrira la courbe d'hystérésis.

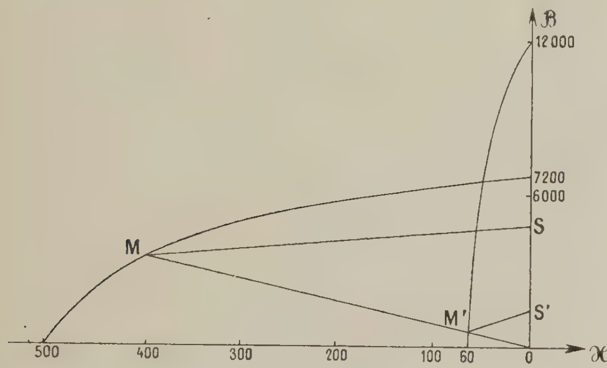


Fig. 18.

Nous supposons naturellement que les deux aimants ont la même forme et les mêmes dimensions; lorsque l'armature est infiniment éloignée, la réluctance aérienne $\mathcal{R}_a$ provenant des fuites à la même valeur; le point de fonctionnement est donc sur une droite OMM' (*fig.* 18) de coefficient angulaire

$$-\frac{1}{\mathcal{R}_a}\frac{L}{S}.$$

Ce point de fonctionnement est en M pour l'acier au nickel, il est en M' pour l'acier au tungstène.

Si maintenant on approche l'armature, le point de fonctionnement décrit la droite de recul MS dans l'un des cas, la droite de recul M'S' dans l'autre. Les inductions résiduelles seront OS et OS', les forces portantes seront proportionnelles à $\overline{\text{OS}}^2$ et $\overline{\text{OS}'}^2$; ainsi l'aimant au nickel-aluminium aura une force portante très supérieure à celle de l'aimant au tungstène.

A cette première remarque nous en ajouterons une seconde :

On dit fréquemment que tel aimant est susceptible de supporter n fois son poids; ce nombre n ne caractérise nullement la qualité de l'acier utilisé.

En effet considérons un aimant de longueur L et de section S, multiplions toutes les dimensions par α : la réluctance aérienne $\mathcal{R}_a$ deviendra $\frac{\mathcal{R}_a}{\alpha}$ car les tubes d'induction auront une longueur multipliée par α et une section multipliéepar α^2; mais les nouvelles dimensions de l'aimant sont αL et $\alpha^2 S$; le point de fonctionnement défini par le rapport $\frac{\mathcal{B}}{\mathcal{H}}$ ne sera pas modifié parce que dans le premier cas on a

$$\frac{\mathcal{B}}{\mathcal{H}} = -\frac{1}{\mathcal{R}_\alpha}\frac{L}{S},$$

et dans le second

$$\frac{\mathcal{B}}{\mathcal{H}} = -\frac{\alpha}{\mathcal{R}_\alpha}\frac{\alpha L}{\alpha^2 S}.$$

Si l'on désigne maintenant par Σ la surface portante, les forces portantes auront pour valeur $\mathcal{B}^2\Sigma$ et $\mathcal{B}^2\alpha^2\Sigma$; si le poids du premier aimant était P, celui du second sera $\alpha^3 P$ et les rapports des forces portantes au poids seront respectivement

$$\frac{F}{P}, \qquad \frac{\alpha^2 F}{\alpha^3 P} = \frac{F}{\alpha P}.$$

Si donc on divise par 2 toutes les dimensions le rapport de la force portante au poids est doublé.

Certains aimants de Coulomb avaient une longueur de l'ordre du mètre, ils pesaient 8 kg et pouvaient supporter le quadruple de leur poids soit 32 kg; en divisant leurs dimensions par 2, ils n'auraient plus pesé que 1 kg et auraient supporté 16 kg.

On a indiqué récemment un ingénieux artifice qui permet à dimensions sensiblement égales de doubler ou tripler la force portante des aimants.

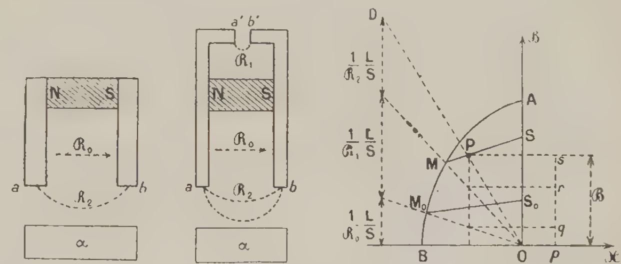


Fig. 19.

Considérons l'aimant NS de la figure 19 *a*, il est destiné à supporter l'armature α. Lorsque l'armature est loin des pièces de fer doux *a*, *b*, la réluctance aérienne $\mathcal{R}_a$ est très grande, le point de fonctionnement est en M_0 ; lorsque l'armature vient au collage il vient en S_0 et la force portante a pour valeur

$$F_0 = \frac{\overline{\text{OS}_0}^2 \Sigma}{8\pi}.$$

Dans le cas de la figure 15 *b* et lorsque l'armature α est éloignée, la réluctance aérienne $\mathcal{R}_a$ est donnée par

$$\frac{1}{\mathcal{R}_a} = \frac{1}{\mathcal{R}_0} + \frac{1}{\mathcal{R}_1},$$

$\mathcal{R}_1$ est très petit car l'entrefer, compris entre a' et b', est de l'ordre d'une fraction de millimètre; le point de fonctionnement est en M, il vient en S sur la droite de recul MS lorsque l'armature est au contact et la force portante F est donnée par

$$F = \frac{\overline{OS}^2\,\Sigma}{8\pi}.$$

Lorsque l'armature α n'est pas tout à fait au contact la réluctance aérienne a une valeur $\mathcal{R}_a$ donnée par

$$\frac{1}{\mathcal{R}_a} = \frac{1}{\mathcal{R}_0} + \frac{1}{\mathcal{R}_1} + \frac{1}{\mathcal{R}_2}.$$

Le point de fonctionnement est sur la droite OD, en P, l'induction totale $\mathcal{B}$ dans la partie médiane de l'aimant peut être considérée comme la somme de trois inductions :

Induction pq qui correspond à $\mathcal{R}_0$;
» qr » $\mathcal{R}_1$;
» rs » $\mathcal{R}_2$.

Lorsque l'armature se rapproche, le point M vient en S et $p = qr = 0$, de plus $OS = \mathcal{B}$; toutes les lignes d'induction traversent l'armature qui forme un court-circuit et aucune ligne d'induction n'existe entre a' et b'.

Ceci suppose bien entendu que l'épaisseur du joint entre l'armature α et les surfaces a, b est nulle, ce qui ne peut être rigoureusement exact.

Le dispositif présente encore l'avantage suivant :

Lorsque l'armature α est au contact des surfaces a et b elle forme court-circuit et c'est pourquoi le flux était nul, ainsi qu'il a été dit, entre a' et b'; mais lorsque l'armature α est éloignée, le champ démagnétisant est celui qui correspond au point M et non celui qui correspond à M_0 ; il est donc beaucoup plus faible; l'aimant ne se désaimante pas.

Il va de soi que la surface portante Σ est réduite au minimum, au moins dans la mesure où cette réduction de surface n'entraîne pas une augmentation de fuites. En effet si l'on désigne par $\mathcal{B}$ l'induction dans la section médiane de l'aimant, section de valeur S, par $\mathcal{B}'$ l'induction aux surfaces de contact de l'aimant et de l'armature; on a, en l'absence de fuites

$$\mathcal{B}S = \mathcal{B}'\Sigma,$$

$$F = \frac{\mathcal{B}'^2\,\Sigma}{8\pi} = \frac{\mathcal{B}^2 S^2}{8\pi\Sigma},$$

F est d'autant plus grande que Σ est plus petit.

Snock (4) a réalisé un aimant suivant ce principe (*fig.* 20). ABCD est un cadre rectangulaire en acier; ce cadre rigide maintient en place l'aimant M et les pièces polaires E. Ces pièces polaires sont constituées par un matériau contenant 50 pour 100 de cobalt qui ne se sature pas rapidement; pour un champ de 5 œrsteds l'induction dépasse 19000 gauss. L'aimant est constitué par du ticonal 3,8 et l'entrefer F par une feuille de clinquant de 0,1 mm. Avec un tel dispositif on a réussi à faire supporter 65 kg à un aimant de 13 g.

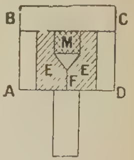


Fig. 20.

Progrès récents. — MM. Jonas et Meerkamp van Embden viennent de publier dans la *Revue Technique Philips* (5) un article dans lequel ils indiquent les résultats remarquables obtenus en soumettant l'acier à un traitement thermique dans un champ magnétique (7); la valeur du produit $\mathcal{B}'\mathcal{H}'$ a pu être portée à 5,2.10 . Il s'agit du ticonal 5,2 acier comprenant 51,5 pour 100 de fer, 8,5 pour 100 d'aluminium, 14 pour 100 de nickel; 23 pour 100 de cobalt et 3 pour 100 de cuivre.

On peut dresser le tableau suivant donnant les valeurs du produit $\mathcal{B}'\mathcal{H}'$ pour les différents matériaux successivement utilisés aux dates indiquées :

	$\mathcal{B}_r$.	$\mathcal{H}_c$.	$\mathcal{B}'\mathcal{H}'$.
Acier au carbone (1890).........	8 000	80	0,2 .10⁶
» au tungstène (1910).......	12 020	62	0,3 »
» au chrome (6) (1915)......	10 500	80	0,28 »
» à 35 pour 100 de cobalt (1921)	8 500	210	0,9 »
» au CO–MO (Köster) (1931).	10 800	250	1,1 »
» au Ni-Al (Mishima) (1932).	9 000	385	1,2 »
» au Ni–Co–Ti (Honda) (1934).	7 000	850	1,6 »
» Ticonal 2 *a* (1935).........	6 000	800	2 »
» au Fe–Pt (1936)..........	7 000	2000	3 »
» Co–Pt (1937).............	4 000	2800	3,4 »
» Ticonal 3,8 (1939)........	12 000	620	3,8 »
» Ticonal 5,2 (1940)........	12 200	650	5,2 »

Un gramme d'acier moderne coûte beaucoup plus cher qu'un gramme d'acier ancien mais comme le poids d'acier utilisé pour obtenir un même champ dans un même entrefer est beaucoup plus faible, le prix de revient n'est pas augmenté. Le tableau ci-contre donne le poids d'aimants et le poids de l'aimant et de l'armature de circuits utilisés pour les moteurs de haut-parleurs.

Ces résultats remarquables ont été obtenus non seulement parce qu'on a réussi à augmenter le produit $\mathcal{B}'\mathcal{H}'$ mais encore la valeur de l'induction rémanente.

(4) *Revue technique Philips*, juillet 1940.

(5) Nouveaux aciers à grand pouvoir magnétique (*Rev. Technique Philips*, p. 8, janvier 1941).

(6) Utilisé à l'époque par suite du manque de tungstène.

(7) *Voir* le Brevet Français 856.003 du 5 juin 1939.

	Poids (en g) de l'aimant	Poids (en g) du moteur
Acier au cobalt (15 pour 100 Co).	580	1314
Ticonal 1	325	703
» 2	235	545
» 3,8	104	326
» 5,2	74	296

Nous avions vu précédemment que l'on avait sensiblement pour la majorité des matériaux

$$\mathcal{B}_r \mathcal{H}_c = 2,4\, \mathcal{B}' \mathcal{H}'.$$

$$\frac{\mathcal{B}' \mathcal{H}'}{\mathcal{B}_r \mathcal{H}_c} = 0,4.$$

Ce dernier rapport porte le nom de « facteur de convexité ». Il y aurait évidemment intérêt à ce qu'il fut le plus grand possible, ce qui revient à dire que la courbe d'aimantation devrait se rapprocher de la forme rectangulaire; le point de fonctionnement se trouverait sensiblement en A au lieu d'être en B (*fig.* 21) et le facteur de convexité serait à peu près égal à l'unité.

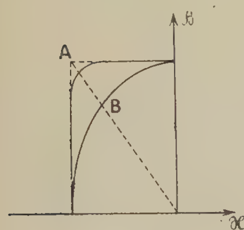


Fig. 21.

C'est précisément ce que l'on obtient avec le ticonal 5,2, matériau pour lequel le facteur de convexité passe de 0,4 à 0,66. Les courbes des figures 22 (*a b c*) représentent les cycles d'aimantation et les valeurs du produit $\mathcal{B}\mathcal{H}$ en fonction de $\mathcal{H}$ pour le ticonal 5,2 :

Dans le cas d'un traitement thermique optimum sans champ magnétique;

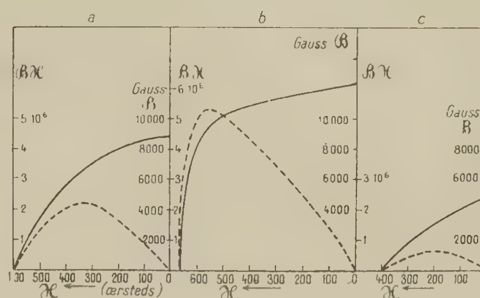


Fig. 22.

Dans le cas d'un traitement thermique dans un champ magnétique dont la direction correspond à celle dans laquelle on a relevé la courbe;

Dans le cas où la courbe a été relevée pour une direction perpendiculaire à celle du champ magnétique appliqué pendant le traitement thermique.

Du fait de l'augmentation de l'induction au point optimum de fonctionnement les aimants sont, ainsi que nous l'avons vu, beaucoup moins ramassés et les fuites peu importantes; c'est ce qui explique les étonnants résultats obtenus.

Manuscrit reçu le 20 novembre.

LE MÉCANISME DE LA FORMATION DE L'IMAGE LATENTE PHOTOGRAPHIQUE

Par Mme A. VASSY.

Laboratoire d'Enseignement de Physique de la Sorbonne.

Sommaire. — Article de mise au point. On rappelle les principales étapes franchies par la théorie depuis l'hypothèse de la photolyse du bromure d'argent jusqu'à l'introduction des idées modernes de la statistique quantique qui ont conduit à un édifice coordonnant la presque totalité des faits expérimentaux.

Une plaque photographique qui a été exposée à la lumière ne présente à l'examen visuel aucune modification; et cependant il suffit de la plonger dans un bain révélateur pour faire apparaître l'image; donc la lumière avait déjà provoqué une transformation non visible dans la plaque impressionnée; on donne à cette image non développée le nom d'image latente.

I. **Nature de l'image latente**. — On avait observé depuis très longtemps que l'action prolongée de la lumière fait apparaître une coloration grise due à de l'argent métallique (ceci fut confirmé en 1925 par Hartung [1] qui, opérant sur de gros cristaux de Br Ag pur, a pu montrer également que la coloration s'accompagne d'un dégagement de brome). On avait donc admis depuis Abegg [2] que l'image latente était également constituée par de l'argent libre en très faible quantité, ce qui fut confirmé par de très nombreuses expériences de Sheppard, Bullock, Eggert, etc., ainsi que par l'étude aux rayons X. On a même pu doser la masse d'argent libérée [3]. On a longtemps discuté pour savoir si cet argent était à l'état métallique ou colloïdal. Il fallait donc renoncer à la théorie des sous-halogénures d'argent proposée en 1891 par Becquerel et Güntz.

II. **Introduction des théories modernes**. — En 1920, Dauvillier, à la suite de ses études sur les actions chimiques provoquées par les rayons X, apportait pour la première fois une théorie des phénomènes photographiques [4] utilisant la notion d'ion cristallin, assez récente à cette époque. Les ions Cl^-, constituant avec les ions Ag^+ le réseau du cristal de ClAg, expulsent sous l'action de la lumière ultraviolette des électrons qui vont neutraliser les ions électropositifs voisins; il y a ainsi libération de chlore (qui se dégage) et d'argent atomique qui reste fixé à l'intérieur et à la surface de l'émulsion de gélatino-bromure d'argent en produisant la coloration. Dauvillier pensait même pouvoir expliquer les phénomènes de solarisation et d'inversion par l'action de ceux des atomes de chlore fixés également dans l'émulsion. Il avait même pressenti l'influence de la régularité du réseau cristallin dont nous reparlerons plus loin.

Cette hypothèse du transfert de l'électron de valence d'un ion Br^- à un ion Ag^+ était également proposée l'année suivante par Fajans [5] et par Sheppard [6].

III. **Les résultats expérimentaux**. — Depuis cette date, de nombreuses expériences furent faites pour expliquer le mécanisme de cette transformation.

D'abord les études sur le rendement quantique de la photolyse du BrAg ont montré la validité de la relation d'Einstein pour la lumière bleue et ultraviolette. Signalons en passant que dans le cas des rayons X le rendement quantique est beaucoup plus grand.

Des mesures de coefficient d'absorption faites soit sur des émulsions photographiques, soit sur des cristaux de BrAg pur et sec ont montré l'existence d'une intense bande d'absorption s'étendant sur les régions ultraviolette, violette et bleue à partir de 4700 A et que nous appellerons la bande d'absorption caractéristique du Br Ag. On a pu également mettre en évidence (Hilsch et Pohl, [7]) sur les plaques impressionnées une bande d'absorption dans le rouge et l'infrarouge, relativement faible, et dont le maximum est vers 6900 A. Nous l'appellerons la bande d'absorption induite. En opérant sur de gros cristaux et en prolongeant l'action de la lumière, cette bande se manifeste par la coloration dont nous avons déjà parlé. C'est alors que Hilsch et Pohl [8] eurent l'idée d'expérimenter sur de gros cristaux d'halogénures alcalins, également photosensibles, mais de structure plus simple. Sous l'influence de la lumière, il se forme dans ces cristaux une image colorée dont la bande d'absorption est nettement séparée de la bande caractéristique du cristal. Une image analogue a pu également être obtenue par Stasiw [9] en chauffant le cristal dans une vapeur métallique (de préférence celle du cation), ou encore électriquement. Sous l'influence d'une différence de potentiel, on peut faire déplacer l'image colorée obtenue, que l'on a ainsi identifiée comme un nuage d'électrons. On a appelé centres F les centres colorés ainsi formés par l'introduction

d'électrons dans un cristal, et bande *F* la bande d'absorption induite correspondante.

En chauffant un cristal contenant des centres *F*, le cristal redevient transparent, mais, en revanche apparaît une bande ultraviolette appelée bande *U*, située vers le bord de grande longueur d'onde de la bande caractéristique. Inversement, un cristal possédant la bande *U*, exposé à la lumière correspondant à cette bande, acquiert de nouveau la bande *F* à mesure que la bande *U* disparaît; la correspondance est quantitative, chaque centre *U* donnant naissance à un centre *F*. Toutes ces expériences devaient éclairer utilement le mécanisme de formation de l'image latente.

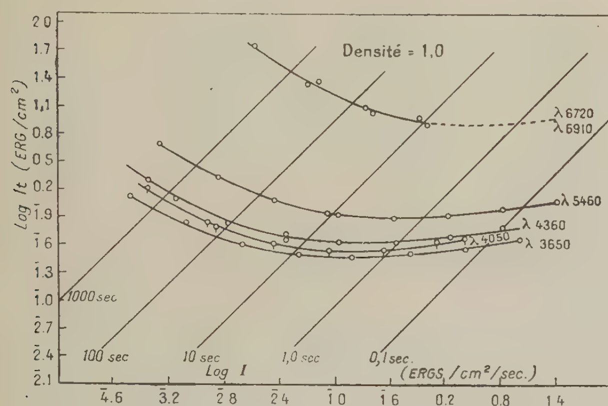


Fig. 1.

Enfin on connaît depuis longtemps les phénomènes de régression de l'image latente, comme la solarisation ou l'effet Herschell; ce dernier terme s'applique maintenant à la régression de l'image latente sous l'influence de radiations, en général rouges ou infra-rouges, de longueur d'onde plus grande que la lumière excitatrice.

Rappelons pour terminer les phénomènes concernant l'image développée, connus sous le nom d'erreurs de réciprocité, que l'on peut résumer simplement par la courbe de la figure 1, empruntée à un Mémoire de Webb, mettant en évidence une région d'intensité optimum pour obtenir une densité photographique donnée.

Presque tous les expérimentateurs qui se sont occupés de la question ont proposé une théorie pour expliquer le mécanisme de la formation de l'image latente. Les premiers, Svedberg [10], Silberstein [11], Toy [12], Eggert et Nodack [13], Lüppo-Cramer [14], manquaient encore de bases expérimentales suffisantes. D'autres, Belliot, Dankov, de Langhe, se limitent à des idées trop générales pour avoir un intérêt pratique. Aussi nous ne retiendrons que trois de ces théories : la théorie des germes, la théorie micellaire et la théorie quantique. Mais l'hypothèse de Dauvillier reste à la base de toutes ces théories.

IV. **La théorie des germes de Sheppard.** — Les expériences de Hodgson [15] en 1917, puis de Svedberg, Lüppo-Cramer, Clark, Toy, Sheppard et ses collaborateurs, etc., ont montré l'existence de noyaux d'une substance autre que le bromure d'argent dont la présence à la surface de l'émulsion rend les grains de Br Ag plus facilement développables, le développement s'amorçant à l'endroit de ces noyaux.

C'est en 1925 que Sheppard, Trivelli et Loveland [16] mirent sur pied une théorie qu'ils appelèrent théorie des germes de concentration, dont le grand mérite était de résumer les seuls faits connus et sérieusement établis dans ce domaine de la formation de l'image latente. Dans une sévère discussion des théories proposées par Svedberg [10] et Silberstein [11], ainsi que de celle de Toy [12], ils montrèrent que les « noyaux étrangers » ne peuvent ni être les éléments photosensibles, ni catalyser la photolyse du bromure d'argent. Le rôle des germes ne peut donc être que de concentrer les atomes d'argent réduits par absorption de lumière par le bromure d'argent. Ces germes, de dimensions variables et répartis au hasard, seraient formés au cours de la préparation de l'émulsion par adsorption et réaction sur le bromure d'argent d'une substance provenant de la gélatine et par suite seraient plus gros et plus nombreux dans les grains à grande surface; l'action sensibilisatrice de ces germes consisterait en un accroissement de leurs dimensions par addition d'atomes d'argent photochimiquement réduits jusqu'à former un noyau suffisamment gros pour provoquer la développabilité du grain. On explique ainsi que les gros grains, ayant des germes plus gros, ont besoin de moins d'atomes d'argent, donc de moins de photons, pour atteindre le stade de la développabilité.

La seule difficulté était d'expliquer comment, alors que l'action photochimique s'exerce sur tout le grain, seuls les ions argent voisins du germe sont transformés en atomes; on invoquait pour cela un mécanisme de chocs de seconde espèce transférant l'énergie de l'ion Br^- atteint par la lumière jusqu'aux ions Br^- voisins du germe dont la présence aurait donné une orientation particulière aux ions du réseau cristallin.

Peu de temps après avoir développé cette théorie, Sheppard, dans un travail remarquable [17] d'analyse chimique de gélatines photographiquement actives ou inactives, pouvait montrer que ces germes étaient formés de sulfure d'argent. Indépendamment et vers la même époque, Weigert [18] décelait la présence dans les émulsions photographiques d'argent non combiné à l'halogène.

La théorie des germes fut complétée en 1927 par Trivelli [19] qui, faisant la remarque que la production d'une image latente n'est pas un phénomène instantané, l'effet photoélectrique ne peut être le seul phénomène y contribuant. Rappelant

les expériences de Kohlrausch [20] et Arrhénius [21] sur l'électrolyse et la photoconductibilité des halogénures d'argent, il expliquait le déplacement des ions argent vers le germe comme un dépôt électrolytique d'argent sous l'influence de différences de potentiel entre le germe et le cristal.

On doit retenir de cette théorie la mise en évidence de la présence et du rôle de concentration des germes; ce rôle sera expliqué plus tard par la théorie quantique.

V. **La théorie micellaire de Weigert.** — En 1919, Weigert [22] découvrait que l'action de la lumière polarisée peut rendre dichroïques les couches de photo-chlorure d'argent. Par la suite, en collaboration avec ses élèves, il fit de nombreuses expériences [23] conduisant à un ensemble de résultats assez compliqués que nous allons résumer brièvement.

On distingue plusieurs photodichroïsmes dans les plaques photographiques. D'abord le photodichroïsme primaire, exigeant la présence simultanée d'argent et de chlorure d'argent, qui est une sorte d'adaptation à la couleur et à la direction de vibration de la lumière cause du phénomène; cet effet est maximum dans le rouge. Le photodichroïsme secondaire s'observe en faisant subir à une plaque déjà exposée en lumière rouge polarisée des expositions de durées variables en lumière d'une autre couleur, puis en dissolvant le chlorure d'argent; ces expériences montrent que le porteur du dichroïsme est l'argent. Enfin des plaques déjà dichroïques exposées en lumière naturelle montrent un renforcement du dichroïsme; c'est le photodichroïsme induit.

Tous ces résultats ont amené Weigert à développer une nouvelle théorie de la formation de l'image latente qu'il a appelée théorie micellaire [24]. En effet, l'auteur admet que la sensibilité à la lumière se trouve non dans les cristaux de bromure d'argent, mais dans la phase intergranulaire qu'il considère comme constituée de micelles, complexes d'adsorption renfermant des particules élémentaires de gélatine, d'eau, de bromure d'argent, et des traces d'argent, de sulfure d'argent, de substances colorantes et autres impuretés. Les dimensions de ces micelles seraient inférieures à la longueur d'onde de la lumière.

La formation de l'image latente comporterait deux phases. Premièrement, sous l'action de la lumière les micelles deviennent des photomicelles par cession à un ion argent d'un électron pris soit à un atome d'argent, soit à une molécule de sulfure d'argent; deuxièmement, arrangement de cet argent, les atomes ainsi formés se réunissant pour constituer les germes. C'est à ce stade que se produisent les phénomènes de photodichroïsme. Le développement se produirait sur les cristaux en contact avec les photomicelles.

L'auteur suppose en outre que l'énergie lumineuse accumulée dans les micelles peut être utilisée à un « développement interne » de l'halosel d'argent. Il explique ainsi la forme de la courbe de noircissement, y compris le stade de la solarisation.

Cette théorie est malheureusement un peu confuse et encore assez peu avancée.

VI. **La théorie quantique.** — Enfin, une théorie que l'on appelle la théorie quantique de l'image latente, a été mise sur pied par les études successives de Gurney, Webb, Mott et ses élèves; elle reprend dans un langage différent, celui de la nouvelle mécanique quantique, le mécanisme de la formation des atomes d'argent et de leur agglomération en grains.

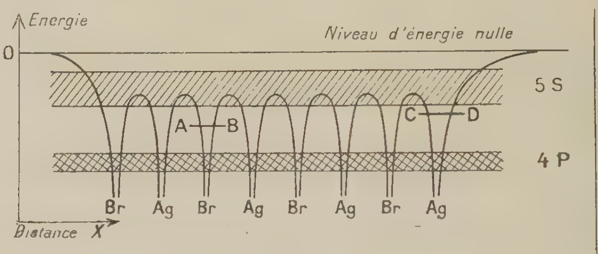


Fig. 2.

En 1931, à l'exemple de Sommerfeld pour les métaux, A. H. Wilson [25], en vue d'expliquer les propriétés des cristaux isolants ou semi-conducteurs, eut l'idée de leur appliquer la nouvelle statistique quantique de Fermi. Ses travaux, complétés par ceux de Tamm [26] en 1932 sur les modifications apportées à un réseau cristallin parfait au voisinage d'impuretés, d'irrégularités ou des bords du cristal, permirent à Gurney en 1933 d'établir un schéma des niveaux d'énergie dans le cristal de bromure d'argent [27]. En effet, la nouvelle statistique considère le cristal dans son ensemble et non les atomes individuellement; le diagramme d'énergie potentielle des électrons se déplaçant dans le cristal prend alors une forme périodique dans toutes les directions. L'étude mathématique rigoureuse du mouvement d'un électron dans un réseau faite par de nombreux auteurs [28] dans le cas d'un réseau à une seule dimension montre immédiatement l'élargissement des niveaux énergétiques atomiques en bandes plus ou moins larges séparées par des zones interdites. On obtient ainsi le schéma de la figure 2 qui est tiré d'un mémoire de Webb; les bandes permises sont celles correspondant aux électrons $4p$ et $5s$ des atomes de brome et d'argent isolés. On sait de plus que si l'on appelle N le nombre d'atomes constituant le cristal, chacune de ces bandes peut loger 2 N électrons, de même que le niveau correspondant pour un atome isolé est susceptible de contenir deux électrons.

Or, on admet que pour former un cristal de bromure d'argent, l'électron de valence $5s$ de l'argent, peu lié, se transporte dans la bande de l'électron $4p$ du brome qui est plus solidement lié; la bande $4p$

est donc pleine, ayant ses $2N$ électrons, et la bande $5s$ vide, ceci au zéro absolu seulement, car l'agitation thermique peut élever quelques électrons du niveau $4p$ au niveau $5s$. Toutes les places étant vides dans cette dernière bande, un électron qui vient à s'y trouver par suite d'un effet quelconque peut se déplacer dans tout le cristal, qui acquiert ainsi la propriété d'être conducteur.

La présence de ces deux bandes permet d'interpréter les propriétés absorbantes des cristaux de bromure d'argent en admettant que l'énergie lumineuse absorbée est utilisée pour élever les électrons de la bande inférieure $4P$ à la bande supérieure; la transparence dans le visible indique que la séparation minimum entre les deux bandes correspond à environ 3 e.V. Ces bandes expliquent aussi les propriétés isolantes des cristaux, puisque seuls les électrons de la bande supérieure sont des électrons de conductibilité; on interprète également aisément la photoconductibilité du bromure d'argent.

On remarque enfin sur le schéma deux niveaux d'énergie AB et CD, situés dans la zone interdite. Un niveau tel que CD ne se trouve qu'au voisinage de la surface, ou près d'irrégularités du réseau; leur existence et leur position ont été calculées par Tamm [26]. Un niveau tel que AB est attribué à la présence d'impuretés; sa position entre les deux bandes est nécessaire pour expliquer l'influence des impuretés dans les cristaux semi-conducteurs. Ces niveaux, s'ils sont pleins d'électrons, peuvent en fournir à la zone supérieure par apport d'énergie plus faible que celle qui est nécessaire pour enlever un électron à la bande inférieure; s'ils sont vides, ils peuvent recueillir des électrons retombant de la zone supérieure.

C'est ce diagramme d'énergie potentielle du cristal de bromure d'argent qui, bien que qualitatif, a permis à Gurney [27] d'ébaucher une théorie du mécanisme de la formation de l'image latente photographique. Les électrons, sous l'action de la lumière, sont élevés du niveau inférieur (ou d'un niveau intermédiaire) jusqu'au niveau supérieur vide, où ils peuvent se déplacer et gagner le voisinage d'un point géométriquement localisé où existe un niveau tel que CD sur lequel ils retombent. Ce processus en deux étapes, suggéré par Gurney, est indispensable, car autrement le niveau final serait un niveau instable, et les électrons retomberaient à leur niveau initial.

C'est autour des électrons ainsi fixés dans ces niveaux localisés en certains points du cristal que se constituent, par un processus qui a été précisé par la suite par Gurney et Mott, les centres de développement.

En 1936, Webb [29] faisait un pas de plus en développant les idées de Gurney et en les précisant à la lumière des faits expérimentaux.

Il a pu préciser la position des différents niveaux par un examen comparatif des régions d'absorption, de photoconductivité et de sensibilité photographique. En effet, le même phénomène est à la base de ces trois effets : passage, par absorption d'un quantum de lumière, d'un électron d'un des niveaux inférieurs pleins à la bande supérieure $5s$ vide. Si le seuil de sensibilité photographique est à une longueur d'onde un peu plus grande que le début de la bande d'absorption, nous pouvons l'expliquer par le simple fait que les méthodes de détermination du seuil de sensibilité photographique sont beaucoup plus sensibles que les mesures d'absorption; en outre, nous verrons dans la suite qu'il existe des niveaux supplémentaires, actifs au point de vue photographique, situés au-dessus de la bande inférieure $4P$, qui permettent ainsi d'abaisser la longueur d'onde du seuil de sensibilité. Quant à la photoconductibilité, de récentes mesures [30] de Toy ont montré qu'en opérant sur des couches superficielles, on retrouve un parallélisme excellent entre les trois effets. Les premiers expérimentateurs, par exemple Coblentz [31], n'avaient en effet pas tenu compte de la forte absorption ultraviolette qui rendait ainsi ces longueurs d'onde inefficaces dans les couches profondes d'un gros cristal.

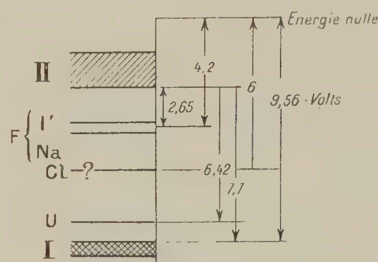


Fig. 3.

Passons maintenant à l'examen des intéressantes expériences de Hilsch et Pohl [8] sur les halogénures alcalins et concernant la production des centres *U* et *F* responsables de deux bandes d'absorption induites situées vers les grandes longueurs d'onde. Tartakowsky [32] et ses collaborateurs ont pu, grâce à ces expériences, établir un schéma précis des niveaux d'énergie dans un cristal de chlorure de sodium; il est représenté par la figure 3 (tirée d'un Mémoire de Tartakowsky); la position des niveaux a été calculée grâce aux données spectroscopiques sur les longueurs d'onde maxima des bandes d'absorption. Le niveau correspondant aux centres *F* s'identifie immédiatement dans la théorie avec les niveaux étudiés par Tamm [26] et se localisant au voisinage des fentes ou de la surface du cristal. On sait que les centres *F* sont des électrons venant s'accumuler dans ces niveaux dont ils peuvent difficilement repartir. Quant aux niveaux correspondant aux centres *U*, ils se placent juste au-dessus de la bande inférieure; en effet, la bande d'absorp-

tion U se trouve près du bord de grande longueur d'onde de la bande d'absorption caractéristique du cristal, comme on le voit sur la figure 4, tirée d'un Mémoire de Hilsch et Pohl. Dans un cristal possédant cette bande d'absorption, les niveaux U sont pleins d'électrons. Si l'on éclaire avec de la lumière de longueur d'onde correspondant à la bande U, les électrons sont élevés jusqu'à la bande vide, d'où ils retombent sur les niveaux F; ainsi s'explique la transformation des centres U en centres F.

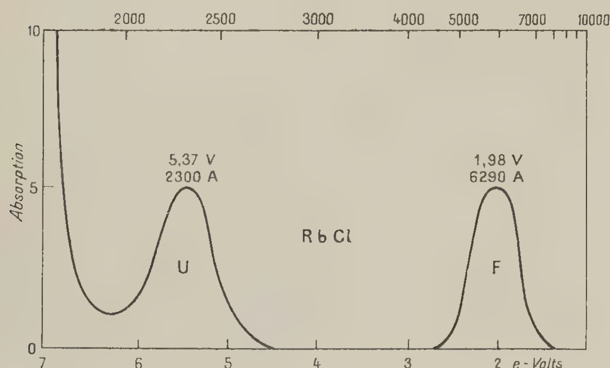


Fig. 4.

Bien que la formation des niveaux U soit encore mystérieuse, on a supposé qu'il existe des niveaux analogues dans les cristaux de bromure d'argent qui se formeraient au cours de la maturation (puisqu'il est nécessaire de chauffer pour produire les centres U), et qui expliqueraient que le seuil de sensibilité photographique soit à une longueur d'onde plus grande que le début de la bande d'absorption du bromure d'argent.

Par analogie avec cette interprétation des expériences de Hilsch et Pohl, on arrive à un schéma précis de la formation de l'image latente. La lumière de longueur d'onde absorbable par le cristal élève les électrons soit de la bande inférieure pleine, soit d'un niveau immédiatement supérieur, jusqu'à la bande supérieure vide; ils peuvent alors se déplacer à l'intérieur du cristal, puis ils retombent et se rassemblent sur les niveaux métastables étudiés par Tamm où ils peuvent rester. On s'explique ainsi que, bien que la lumière frappe tout le cristal, les centres de développement soient localisés.

Rappelons à ce propos que Trillat et Mérigoux [33] ont montré que la libération d'argent se faisait d'autant mieux que le réseau de bromure d'argent était plus mal formé, apportant ainsi la preuve expérimentale que les niveaux de Tamm ont une existence et jouent un rôle qui n'est pas une simple vue de l'esprit.

Enfin, à l'appui de cette théorie viennent les expériences sur le rendement quantique, en particulier celles de Eggert et Nodack [13] qui ont trouvé un rendement quantique de la photolyse du bromure d'argent égal à 1, tout au moins au début et pour de faibles éclairements en lumière ultraviolette.

Le schéma donné permet d'interpréter immédiatement l'effet Herschell. La lumière responsable (rouge et infrarouge) correspond précisément à la bande d'absorption créée dans les cristaux de bromure d'argent par l'action de lumière ultraviolette (bande analogue à la bande F); sous l'influence de cette lumière, les électrons sont enlevés aux niveaux métastables et repassent dans la bande de conductibilité, d'où ils retombent dans les bandes inférieures; on situe ainsi les niveaux correspondant à l'image latente à environ 1,7 eV au-dessous de la bande de conductibilité. Le mauvais rendement de ce processus s'explique par le fait que les photons doivent cette fois frapper en quelques points définis du cristal, et non sur toute la surface, pour être efficaces.

En ce qui concerne les phénomènes de solarisation, Webb se déclare incapable de les expliquer. Il semble à cet égard que l'on n'ait pas accordé toute l'attention qu'elles méritent aux expériences de Trillat et Motz [34] qui ont montré, au moyen de diagrammes de rayons X, qu'au cours de la solarisation la quantité d'argent libéré continue à croître. Pendant l'exposition à la lumière, avant le développement, le phénomène de solarisation ne constitue donc pas un phénomène particulier et il est parfaitement compatible avec la théorie exposée. De son côté, Jausseran (46) a pu montrer que l'inversion est, comme l'avait supposé Trivelli, un phénomène de développement, donc étranger à l'image latente.

La théorie quantique de la formation de l'image latente résoud de façon très simple le problème posé par la théorie des germes de Sheppard. Les électrons amenés dans la bande supérieure étant à peu près libres n'éprouvent aucune difficulté à gagner le voisinage de l'impureté constituant le germe, où ils sont alors capturés; le mécanisme de cette capture a été expliqué par la suite par Gurney et Mott [35] en supposant que les niveaux de conductibilité du sulfure d'argent sont un peu plus profonds que la bande supérieure du bromure d'argent.

Il est d'autres impuretés dont le rôle est légèrement différent; ce sont les colorants employés pour sensibiliser les émulsions photographiques aux longueurs d'onde plus grandes que 5000 A. Webb conçoit leur rôle comme une production, par un processus encore mystérieux, de niveaux remplis d'électrons et situés au-dessus de la bande 4 P. De la sorte, la longueur d'onde de la lumière nécessaire pour les amener à la bande 5 S devient plus grande; mais on voit immédiatement qu'il y a à celà une limite; en effet, si le niveau de départ devient plus élevé que le niveau correspondant à l'image latente (niveau F), les électrons peuvent spontanément, ou sous l'influence de la température, retomber sur ce niveau en donnant une image spontanément développable. En même temps, plus

le niveau de départ se rapproche de la bande 5 S, plus les électrons ont de chances par agitation thermique de passer dans cette bande et de donner encore un voile développable de plus en plus intense. On sait, en effet, que la sensibilisation a une limite vers les grandes longueurs d'onde et que les plaques préparées pour l'infrarouge doivent être conservées à l'abri de la chaleur.

Jusqu'ici, la théorie quantique ne nous a parlé que d'électrons, nous a montré comment ils pouvaient venir de tous les points du réseau cristallin se rassembler en des points déterminés; mais les expériences ont montré que les centres de développement étaient constitués non par des électrons, mais par de l'argent à l'état neutre, c'est-à-dire par des atomes. Un travail de Gurney et Mott [35] en 1938, poussant plus loin l'analyse en introduisant la notion de conductibilité électrolytique, venait combler cette lacune.

On sait que les halogénures d'argent sont à l'état solide des conducteurs électrolytiques; Frenkel [36] et Jost [37] ont donné une interprétation de ce phénomène en admettant qu'il existe des ions Ag^+ ayant quitté leur position normale dans le réseau et par suite susceptibles de se déplacer sous l'influence d'un champ électrique. Nous avons vu que les électrons peuvent venir se fixer en un point déterminé du réseau cristallin; sous l'influence du champ électrique ainsi créé (on a calculé que à 10^{-4} cm d'un électron, ce champ est de 10 V/cm), les ions interstitiels Ag^+ se déplacent et viennent adhérer en ce point en perdant leur charge; ainsi se forme un atome d'argent.

Mais, quand la lumière frappant un ion halogène lui enlève un électron, il se forme à la place de l'atome restant ce que Gurney et Mott appellent un « trou positif » qui pourrait avoir une certaine mobilité et venir également neutraliser les électrons responsables de l'image latente. Il est donc nécessaire que les atomes d'halogènes soient capturés et perdent ainsi leur mobilité. Or l'expérience a effectivement montré [38] que l'on n'obtient d'image latente stable qu'en présence d'un accepteur de brome, la gélatine suffisant à jouer ce rôle; on suppose alors que la lumière agit principalement sur la surface du cristal, ce qui permet aux atomes d'halogène formés par l'absorption des photons de s'échapper facilement dans la gélatine. En même temps, ceci diminue les chances de capture d'un électron libre par un atome de brome, puisque ce dernier n'est pas maintenu dans le réseau cristallin.

Nous avons vu comment il peut se former en des points privilégiés de l'argent à l'état atomique. Chaque fois qu'un électron viendra au contact de ce grain d'argent, il sera capturé; ceci résulte d'expériences de Glaser et Lehfeldt [39] et s'explique par la différence des niveaux de conductibilité dans l'argent et le bromure d'argent. De nombreux ions Ag^+ seront attirés par la charge négative, et ainsi le grain d'argent pourra grossir. Bien entendu seuls pourront grossir les germes d'argent situés près de la surface, car à l'intérieur du réseau il n'y aurait pas assez de place. Ce mécanisme se reproduit toutes les fois que des électrons sont fixés en des points localisés du cristal; impuretés, irrégularités, etc.

Si nous revenons maintenant sur l'effet Herschell, nous voyons que pour qu'il y ait régression de l'image latente, c'est-à-dire destruction du grain d'argent, il faut non seulement qu'un électron soit ramené dans la bande de conductibilité du bromure d'argent, mais encore qu'un ion positif soit expulsé à sa suite, par le champ résultant. Cette condition n'est possible que si le centre de développement est formé de quelques atomes seulement. De nombreuses expériences ont effectivement indiqué que le nombre d'atomes d'argent constituant un centre est inférieur à 10 et peut-être à 5 [40].

Mais, par suite de la faible différence des niveaux, l'agitation thermique peut faire passer les électrons du germe dans le bromure d'argent. Il s'ensuit que le grain d'argent se chargeant positivement, il ne peut commencer à croître que si la concentration en électrons (fonction de l'éclairement) dépasse une valeur limite. Donc pour de faibles intensités, la concentration en électrons sera faible et certains grains ne pourront pas grossir (la concentration limite varie en effet avec la dimension des grains), ce qui explique les erreurs de réciprocité aux faibles intensités. Aux fortes intensités, on suppose que les ions Ag^+ n'arrivent pas assez vite pour neutraliser les centres où se rassemblent les électrons qui prennent ainsi une charge négative repoussant les électrons suivants, d'où encore erreurs de réciprocité.

L'introduction du déplacement électrolytique des ions Ag^+ dans le réseau de bromure d'argent avait ainsi permis de franchir une dernière étape dans la théorie de la formation de l'image latente. Peu de temps après la parution de l'article de Gurney et Mott, Webb et Evans [41] devaient lui apporter une éclatante confirmation, grâce à leurs expériences sur les erreurs de réciprocité et sur l'effet Herschel aux basses températures (—186° C).

L'action de la température est en effet à peu près nulle sur la conductibilité électronique et l'effet photoélectrique, mais par contre elle influence fortement la mobilité des ions Ag^+. On s'explique ainsi la diminution de sensibilité aux basses températures, les ions Ag^+ ne venant pas assez vite neutraliser le germe, celui-ci prend une charge négative qui repousse les autres électrons et atteint ainsi une valeur limite; le nombre d'ions Ag^+ qui finissent par atteindre le germe en est donc diminué.

Webb et Evans [41] eurent alors l'idée de poses intermittentes à basse température, avec réchauffement entre les fractions de poses. Par comparaison avec la même émulsion maintenue froide, on voit croître le noircissement quand on augmente le

fractionnement, la durée totale restant la même. Ceci mettrait en évidence l'existence d'un phénomène qui n'a lieu qu'à chaud; on interprète ceci très bien d'après la théorie de Gurney et Mott en admettant que les ions Ag^+ profitent chaque fois d'un moment de réchauffement pour venir neutraliser les germes chargés négativement sous l'effet de la lumière, et dont la charge ne peut dépasser une certaine valeur quelle que soit la durée de l'éclairement.

Une autre série d'expériences a été faite par Webb et Evans, l'étude de l'effet Herschell à 20° C et à — 186° C. Ces expériences ont permis en même temps de préciser encore le mécanisme de formation en dissociant de façon évidente les phénomènes primaires d'effet photoélectrique interne et les phénomènes secondaires de transport électrolytique. Les auteurs ont en effet pu montrer que l'effet Herschell peut être obtenu même avec une image latente encore au stade électronique; et même, la lumière infrarouge enlèverait plus facilement les électrons au germe lorsqu'il n'y a pas encore d'ions Ag^+ fixés, sans doute par suite de la charge négative ainsi constituée qui favoriserait le départ des électrons.

A l'heure actuelle, cette question est encore en pleine évolution; de récentes expériences de Webb et Evans [42], de Berg [43] et de Brentano [44] sur les erreurs de réciprocité, en particulier au voisinage du seuil, ont conduit Berg à retoucher la théorie; il explique les résultats expérimentaux en admettant que les électrons libérés par la photolyse du bromure d'argent peuvent être capturés de deux façons, soit par des pièges profonds, dus aux germes, soit par des pièges superficiels dont il ne peut indiquer la nature.

Enfin, dernièrement, Meidinger [45] a observé une notable fluorescence de couleur verte des couches d'halogénures d'argent à très basse température; ceci serait en accord avec les observations sur la diminution de sensibilité des plaques avec la température; mais surtout ceci nous ramène à la théorie esquissée en 1921 par Dauvillier en se basant sur des idées de J. Perrin et qui prévoyait que la photolyse du bromure d'argent s'accompagne, ainsi que toute réaction photochimique, d'une fluorescence.

Manuscrit remis le 11 novembre 1941.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Hartung, *Sciences et Ind. phot.*, 1925, **5**, p. 13.
[2] Abegg, *Photographic Jour.*, 1899, **39**, p. 239.
[3] Sheppard, *Abrid. Sc. Publ. Kodak*, 1933, **15**, p. 107.
[4] Dauvillier, *C. R. Acad. Sc.*, 1920, **171**, p. 717 et 627.
[5] Fajans, *Sc. et Ind. Phot.*, 1925, **5**, p. 712.
[6] Sheppard, *Phot. Jour.*, 1922, **60**, p. 88.
[7] Hilsch et Pohl, *Zeits. f. Physik*, 1930, **64**, p. 606.
[8] Hilsch et Pohl, *Zeits. f. Physik.*, 1932, **77**, p. 421; *Gött. Nachr. Math. Phys. Klasse*, 1933, p. 322.
Pohl, *Kolloïd. Zeits.*, 1935, **71**, p. 257.
[9] Stasiw, *Gött, Nachr. Math. Phys. Klasse*, 1932, p. 261.
[10] Svedberg, *Photographic Jour.*, 1922, **46**, p. 186.
[11] Silberstein, *Phil. Mag.*, 1923, **45**, p. 1063.
[12] Toy, *Phil. Mag.*, 1922, **44**, p. 352; 1923, p. 715.
[13] Eggert et Nodack, *Zeits. f. Physik.*, 1923, **20**, p. 299; *Naturwiss.*, 1927, **3**, p. 57.
[14] Lüppo-Cramer, *Zeits. Physik.*, 1924, **29**, p. 387.
[15] Hodgson, *J. Franklin Inst.*, 1917, **184**, p. 705.
[16] Sheppard, Trivelli et Loveland, *J. Franklin Inst.*, 1925, **200**, p. 51.
[17] Sheppard, *Photographic Jour.*, 1925, **49**, p. 380.
[18] Weigert et Lühr, *Sc. et Ind. Phot.*, 1928, **8**, p. 76; 1929, **9**, p. 41.
[19] Trivelli, *J. Franklin Inst.*, 1927, **204**, p. 649.
[20] Kohlrausch, *Ann. der Physik.*, 1885, **24**, p. 1.
[21] Arrhénius, *Sits. ber. Akad. Wiss. Wien*, 1887, **97**, p. 831.
[22] Weigert, *Verhand. deutsch. physik. Gesell.*, 1919, **21**, p. 479, 615 et 623; *Ann. der Physik.*, 1920, **63**, p. 681.
[23] Weigert, *Zeit. phys. Chem.*, B, 1929, p. 377.
Weigert et Stiebel, *Zeits. wiss. Phot.*, 1931, **30**, p. 177; *Zeits. phys. Chem.*, B, 1932, **16**, p. 113.
[24] Weigert, *Trans. Far. Soc.*, 1931, **27**, p. 533; *Zeits. Wiss. Phot.*, 1931, **30**, p. 217; *Phot. Korr.*, 1934, **70**, p. 41.
[25] A. H. Wilson, *Proc. Roy. Soc.*, 1931, **133**, p. 458 et 1931, **134**, p. 277.
[26] Tamm, *Phys. Zeits. Sowjetunion*, 1932, **1**, p. 722.
[27] Gurney, *Proc. Roy. Soc.*, 1933, **141**, p. 209.
[28] L. Brillouin, *J. Physique*, 1930, **1**, p. 377.
Morse, *Phys. Rev.*, 1930, **35**, p. 1310.
Peierls, *Ann. der Physik.*, 1930, **4**, p. 121.
Kronig et Penney, *Proc. Roy. Soc.*, 1931, **130**, p. 499.
[29] J. H. Webb, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1936, **26**, p. 367.
[30] Toy, *Seventh Int. Cong. Phot., Londres*, 1928, p. 25.
Toy et Harrison, *Nature*, 1929, **123**, p. 679; *Proc. Roy. Soc.*, 1930, **127**, p. 613 et 629.
[31] Coblentz, *Bur. Stand. J. Research*, 1923, **18**, p. 489.
[32] Tartakowsky, *Zeits. Physik.*, 1934, **90**, p. 504 et 1935, **96**, p. 191.
[33] Trillat et Mérigoux, *J. Physique*, 1936, **7**, p. 497.
[34] Trillat et Motz, *J. Physique*, 1936, **7**, p. 89.
[35] Gurney et Mott, *Proc. Roy. Soc.*, 1938, **164**, p. 151.
[36] Frenkel, *Zeits. Physik.*, 1926, **35**, p. 652.
[37] Jost, *J. Chem. Physcis*, 1933, **1**, p. 466.
[38] H. Baines, *Sc. et Ind. Phot.*, 1931, **2**, p. 209.
[39] Glaser et Lehfeldt, *Nachr. Ges. Wiss. Göttingen Math. Phys. Klasse*, 1936, **2**, p. 91.
[40] Reinders et Hamburger, *Sc. et Ind. Phot.*, 1931, **2**, p. 295.
Sheppard, *Sc. Ind. Phot.*, 1931, **2**, p. 295.
Eggert et Arens, *Zeits. wiss. Phot.*, 1930, **28**, p 178.
[41] Webb et Evans, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1938, **28**, p. 249.
[42] Webb et Evans, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1938, **28**, p. 431.
[43] Berg, *Proc. Roy. Soc.*, 1940, **174**, p. 559; *Trans. For. Soc.*, 1939, **85**, p. 445.
[44] Berg, *Nature*, 1939, **144**, p. 356.
[45] Meidinger, *Physik. Zeits.*, 1940, **41**, p. 277.
]46] Jausseran, *C. R. Acad. Sc.*, 1938, **207**, p. 783.

RECHERCHE SPECTROSCOPIQUE D'UN ISOTOPE DE L'HÉLIUM DE MASSE 5 DANS LES GAZ EXTRAITS DU BÉRYL

Par Maurice DODÉ et Pierre JACQUINOT.

Sommaire. — Des expériences de M. Joliot ont conduit à penser que l'isotope de masse 5 de l'hélium était stable. Cependant, aucune preuve directe, en particulier spectroscopique, de l'existence de cet isotope n'a été donnée jusqu'à présent; on n'a, d'ailleurs, pas de raison de penser que cet isotope puisse exister en quantité suffisante dans l'hélium atmosphérique pour qu'il soit possible de le mettre en évidence. Par contre, certains minéraux, tel le béryl, contiennent des quantités très notables d'hélium : parmi les hypothèses invoquées pour expliquer la formation de ce gaz dans le béryl, figure celle d'une désintégration du béryllium sous l'action des rayons γ, réaction donnant naissance à une certaine proportion de ^{5}He.

Nous avons donc examiné spectroscopiquement de l'hélium extrait du béryl. La position des raies de ^{5}He a été calculée et la recherche de ces raies a été effectuée avec une sensibilité telle qu'une teneur de 10^{-4} en ^{5}He aurait pu être décelée. Étant donné que les raies de ^{5}He sont extrêmement voisines de celles de ^{4}He (0,2 Å pour la raie bleue 4471 Å), une telle sensibilité n'a pu être obtenue que grâce aux qualités particulières du grand spectrographe à prisme liquide de Bellevue, et grâce à l'emploi simultané d'une méthode optique nouvelle pour augmenter la pureté des spectres obtenus et de tubes dans lesquels l'effet d'auto-absorption renforce les raies faibles relativement aux raies fortes.

La présence de ^{5}He n'a pas pu être décelée, ni dans l'hélium atmosphérique, ni dans le gaz extrait du béryl : on peut conclure que la proportion des ^{5}He présente dans ces gaz est certainement inférieure à 3.10^{-4} et probablement inférieure à 5.10^{-5}.

PREMIÈRE PARTIE.

1. Le problème de l'origine de l'hélium du béryl. — La présence d'hélium dans le béryl paraît avoir été signalée pour la première fois par Lord Rayleigh en 1908 [1] et, en 1933, ce même auteur a montré que cet hélium ne pouvait provenir que de la désintégration radioactive d'un élément de longue période.

En effet, bien que la quantité d'He présente dans des minéraux de même âge puisse varier dans de très larges limites, cette proportion est, en général, beaucoup plus élevée dans les minéraux archéens que dans les minéraux tertiaires, et l'on ne peut guère douter que l'He des béryls s'y soit accumulé au cours des temps géologiques. Voici, en effet, les valeurs moyennes des teneurs en He des béryls examinés par Lord Rayleigh :

Age du minéral.	mm³ d'He au gramme.
Archéen	6,98
Paléolithique	1,47
Mésolithique	0,157
Tertiaire	0,076

Or, les quantités d'He extraites des béryls sont toujours de beaucoup supérieures à celles qui sont susceptibles de provenir de la désintégration des éléments radioactifs connus présents dans le minéral. Pour certains des échantillons examinés par Lord Rayleigh, par exemple, l'He recueilli correspondrait à une durée d'accumulation supérieure à 10^{11} ans, alors que l'âge des terrains les plus anciens ne dépasse pas 2.10^{9} années.

2. Hypothèse d'une radioactivité propre au béryllium. — Devant ces faits, l'hypothèse de l'existence d'une radioactivité propre au Be a tout naturellement été émise, et certains auteurs ont cru la vérifier [2]. Mais les radioactivités mises en évidence dans le Be ou dans ses composés proviennent en réalité d'impuretés radioactives :

1° L'acétate de Be, purifié par cristallisation dans le chloroforme, ne présente aucune activité (E. Friedlander [3]); de même, il n'y a aucune émission spontanée de neutrons (F. Joliot);

2° Paneth [4], qui, on le sait, a mis au point un appareillage permettant de déceler 10^{-10} cm³ d'He, a montré récemment que le Be métal convenablement purifié ne dégage pas d'He (ou tout au moins que sa période est supérieure à 10^{13} ans);

3° Enfin, la masse du $^{9}_{4}Be$, maintenant assez bien connue, 9,0150 ± 0,0002, montre que la désintégration serait endoénergétique.

L'hypothèse en question paraît donc définitivement rejetée.

3. Hypothèse de M. Lepape. — Par ailleurs, l'origine de l'He des béryls a été l'objet d'une très intéressante hypothèse de M. Lepape [5], hypothèse qui, malheureusement, n'a pas encore été vérifiée.

Au cours de ses nombreuses analyses de gaz spontanés de sources hydrominérales, M. Lepape a constaté que les sources minéralisées au contact de terrains primaires ou triasiques, sont d'autant plus riches en He que leur teneur en lithium est, elle-même, plus grande; les sources pauvres en Li sont toujours pauvres en He, même si elles contiennent beaucoup de NaCl; de plus, dans les sources exceptionnellement riches en He, Li est toujours accompagné de Rb et de Cs en proportion importante; enfin, il n'existe aucune relation entre la teneur en He et la radioactivité de ces eaux, radioactivité le plus souvent banale d'ailleurs.

Au contraire, les sources issues de terrains tertiaires sont toujours pauvres en He, même lorsqu'elles sont riches en Li, et il existe alors une relation très nette entre leur radioactivité et leur teneur en He.

Ces faits conduisent M. Lepape à supposer que l'He des dépôts lagunaires où ces sources trouvent leur minéralisation, provient de la désintégration de l'élément 87 et de ses descendants, la période du 87 étant relativement courte et telle que cet élément aurait pratiquement achevé de disparaître au début du tertiaire.

En effet, de par ses analogies chimiques, l'élément 87 a dû suivre Li, Rb et Cs au cours des séparations chimiques naturelles et, en particulier, il a dû se concentrer dans les tissus des plantes houillères et dans les produits de l'évaporation lagunaire des eaux fluviales et marines; cette hypothèse explique donc, en même temps, comment il se fait que certains grisous de gisements houillers d'origine marine, de même que les gaz de pétrole d'origine primaire, sont très riches en He alors que les gaz de pétrole tertiaires en sont toujours dépourvus. De même, si l'on se souvient que les béryls contiennent toujours des métaux alcalins, certains d'entre eux ayant jusqu'à 5 pour 100 de Cs, on voit, comme l'indique M. Lepape, que la variation de la teneur en He des béryls s'explique fort bien par l'hypothèse de l'existence d'un élément 87 de période relativement courte. Bien entendu, la présence d'He dans les gaz des mines de Stassfurt et dans les tourmalines pourrait aussi s'expliquer de la même manière.

Comme on le voit, l'hypothèse de M. Lepape rend compte d'un très grand nombre de faits et mérite de retenir l'attention. Malheureusement, en ce qui concerne les béryls, si l'He que l'on y rencontre provient de la désintégration de l'élément 87, on devrait trouver, dans ces minéraux, les autres descendants stables de cet élément, et rien n'a encore été signalé à ce sujet. Peut-être aucune recherche n'a-t-elle été entreprise; peut-être aussi le problème est-il plus compliqué qu'on ne pourrait le supposer au premier abord : la recherche d'éléments lourds, voisins du 87, serait sans doute assez facilement abordable; par contre, si l'un des descendants du 87 explose spontanément en donnant des éléments beaucoup plus légers, comme le fait parfois l'uranium sous l'action des neutrons, le problème devient extrêmement ardu. Quoi qu'il en soit, la question n'est pas encore résolue.

4. Hypothèse d'une désintégration de Be sous l'influence des rayons γ. — Il existe enfin une troisième manière d'expliquer la présence d'He dans les béryls. On sait, en effet, que les rayons γ des corps radioactifs provoquent la désintégration des noyaux de bérylium suivant la réaction

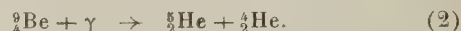


$$ {}^{9}_{4}\mathrm{Be} + \gamma \rightarrow 2\,{}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{1}_{0}n, \qquad (1) $$

réaction couramment utilisée au laboratoire pour produire des neutrons de faible énergie. Il est évident qu'une telle réaction peut fort bien avoir lieu dans la nature grâce aux rayonnements γ des corps radioactifs présents dans les roches contiguës aux béryls. Dans ce cas, la formation de l'He ne s'accompagnerait de celle d'aucun autre élément, et il apparaît difficile de pouvoir vérifier cette hypothèse qui, par ailleurs, rendrait compte de l'accumulation de l'He avec le temps, de même que des variations considérables que peut présenter la teneur en He de minerais de même âge (de 0,055 à 77,6 mm³/g pour les béryls archéens).

La mise en évidence de la stabilité d'un isotope de l'He de masse 5, par MM. Joliot et Zlotowsky [6] apporte, à ce problème, une donnée nouvelle (¹).

En admettant pour la masse de ce ${}^{5}_{2}\mathrm{He}$ la valeur $5{,}0106 \pm 0{,}0005$ (5,011 assure la stabilité de ${}^{9}_{4}\mathrm{Be}$), on trouve, en effet, que l'action sur le Be de rayons γ d'énergie de quelques dizaines de milliers d'électron-volts pourrait donner lieu à la formation de ${}^{5}_{2}\mathrm{He}$:



$$ {}^{9}_{4}\mathrm{Be} + \gamma \rightarrow {}^{5}_{2}\mathrm{He} + {}^{4}_{2}\mathrm{He}. \qquad (2) $$

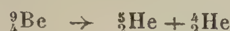
En conséquence, si l'He des béryls provient de la désintégration des noyaux de bérylium par les rayons γ de faible énergie, on peut s'attendre à ce que cet He soit constitué par un mélange des isotopes ${}^{4}_{2}\mathrm{He}$ et ${}^{5}_{2}\mathrm{He}$.

Si la réaction (2) avait, seule, lieu, l'He du béryl contiendrait 50 pour 100 de ${}^{5}_{2}\mathrm{He}$; mais c'est là un maximum qui ne saurait être atteint et, comme l'on ignore comment varie la section efficace du Be avec l'énergie des rayons γ de très faible énergie, et qu'en particulier on ne connaît même pas l'ordre de grandeur de cette section efficace pour les γ de faible énergie [réaction (2)], il n'est pas possible d'avoir, à priori, la moindre idée sur la teneur en ${}^{5}_{2}\mathrm{He}$ de l'hélium extrait des béryls. En outre, les phénomènes de diffusion viennent encore compliquer la question; en effet, c'est l'He voisin de la surface extérieure des cristaux qui s'échappe le plus facilement, et c'est précisément celui qui doit être le plus riche en ${}^{5}_{2}\mathrm{He}$. Quoi qu'il en soit, on pouvait avoir un certain espoir d'éclaircir cette question de l'origine de l'He du béryl en recherchant, dans cet He, la présence éventuelle d'un isotope de masse 5.

5. Vérifications antérieures. — Cette hypothèse de l'existence possible d'${}^{5}_{2}\mathrm{He}$ du béryl avait déjà été émise par Langle et Raitt en 1933 [2], mais elle reposait alors sur des données inexactes. On se souvient, en effet, que ces auteurs avaient cru mettre en évidence une radioactivité α propre

(¹) M. Joliot nous a signalé un travail récent effectué par P. Jensen au Laboratoire du professeur Bothe, et dont les résultats semblent en désaccord avec ceux obtenus par Zlotowsky et lui-même. De nouvelles expériences doivent être entreprises dans des conditions différentes pour élucider cette question.

au Be et ils avaient envisagé la possibilité de la réaction spontanée



$$^{9}_{4}\mathrm{Be} \rightarrow {}^{5}_{2}\mathrm{He} + {}^{4}_{2}\mathrm{He}$$

qui, en réalité, est endoénergétique.

Bien que ce mémoire de Langle et Raitt ait conduit Tate et Smith [7] à examiner au spectrographe de masse de l'He extrait d'un béryl précambrien et que ces auteurs aient conclu à l'absence de ^{5}He (moins de 1/40.000), cette question de l'existence possible de ^{5}He dans He du béryl ne pouvait cependant pas être considérée comme définitivement résolue. En effet, les expériences de Langle et Raitt ayant été reconnues inexactes, le travail de Tate et Smith n'a jamais été repris; en outre, on a tout lieu de supposer que ces auteurs s'attendaient à trouver, dans l'He du béryl, une forte proportion de l'isotope de masse 5, et que, vu leurs premiers résultats, ils n'aient pas cherché à approfondir la question. On sait, en effet, que l'emploi du spectrographe de masse pour la recherche d'un isotope n'existant qu'en petite proportion est une opération très délicate, du fait qu'il faut toujours distinguer entre l'isotope vrai et les autres ions gazeux de même $\frac{e}{m}$.

Aussi, M. Joliot nous a-t-il demandé de reprendre cette étude en nous adressant, pour la mise en évidence de $^{5}_{2}$He, aux effets isotopiques dans son spectre optique d'émission.

6. Extraction de l'He du béryl. — Pour nous procurer l'He nécessaire à cette recherche, nous sommes partis d'un béryl de Madagascar gracieusement mis à notre disposition par la Compagnie Alais, Froge et Camargue; le minéral avait été broyé par les soins de cette compagnie, qui avait pris les précautions nécessaires pour qu'aucune partie n'en soit rejetée, et il passait entièrement au tamis 200. Nous prions la Compagnie Alais, Froge et Camargue, ainsi que son agent de Saint-Jean-de-Maurienne, M. Gadeau, de trouver ici l'expression de nos sincères remerciements.

Le minéral en question contenait, comme la plupart des béryls, une forte proportion d'hydrogène (12 à 13 cm³/g), et il était d'une teneur moyenne en He (0,55 mm³/g); il nous a, par suite, fallu en traiter 20 kg pour obtenir l'He nécessaire à nos essais. L'extraction des gaz a été effectuée suivant une méthode calquée sur celle de Lord Rayleigh.

Le minéral pulvérisé est attaqué dans une cornue de pyrex par cinq fois son poids de potasse en pastilles; on introduit le béryl et la potasse par couches successives, puis on soude la cornue à un condenseur destiné à retenir la majorité de l'eau qui distille lors de la fusion et aussi à recueillir éventuellement la mousse extrêmement abondante qui prend toujours naissance lors du départ des gaz. L'appareil est réuni à une rampe de trompes à mercure à gros débit, ce qui permet d'extraire les gaz de la cornue au fur et à mesure de leur formation et de les réunir dans un récipient unique d'où on les envoie immédiatement sur de l'oxyde de cuivre chauffé vers 250°, où ils se débarrassent de la majeure partie de l'hydrogène qu'ils contiennent. Un robinet, placé entre la cornue et les trompes, permet d'arrêter l'extraction des gaz à volonté et, facilite beaucoup la conduite de l'opération : lorsque le contenu du ballon tend à déborder, la fermeture de ce robinet provoque une augmentation rapide de la pression dans la cornue, et la mousse retombe aussitôt. Enfin, une autre trompe à mercure, branchée sur le tube à oxyde de cuivre, permet d'extraire finalement de l'appareil un mélange d'azote et de gaz rares ne contenant plus qu'une petite proportion d'hydrogène.

Chaque opération est effectuée dans une cornue de 2500 à 3000 cm³; celle-ci une fois soudée à l'appareil, on fait le vide à l'aide d'une pompe, de façon à abaisser la pression jusqu'à 1 mm de Hg; il est nécessaire d'effectuer cette opération rapidement, afin d'éviter le départ de gaz du minéral. Le ballon est alors chauffé progressivement sur un fourneau à gaz, le ballon reposant simplement sur une toile métallique; c'est là la façon la plus commode d'opérer : on peut ainsi arrêter brusquement le chauffage lorsque la mousse devient trop abondante.

Bien que l'emploi d'une cornue de 3000 cm³ ne permette pas d'attaquer plus de 250 à 300 g de béryl à la fois, ce qui oblige à effectuer de nombreuses extractions, il est préférable de ne pas opérer sur de plus gros volumes : la fusion totale de la masse serait difficile à obtenir, et la paroi de la cornue risquerait de ne pas résister suffisamment longtemps à l'attaque par la potasse. Insistons, en passant, sur la nécessité de prendre une nouvelle cornue à chaque opération, faute de quoi l'on risque de voir le fond de la cornue céder brusquement sous la pression extérieure; il se produit alors un tel soubresaut que des quantités importantes de potasse fondue sont projetées à plusieurs mètres de distance.

Finalement, on réunit ensemble les mélanges d'azote et de gaz rares recueillis au cours de différentes opérations; lorsque le volume obtenu est de 1 à 2 l, on fait passer les gaz sur du calcium chauffé vers 400°, puis sur de l'oxyde de cuivre, de façon à éliminer l'azote et le reste de l'hydrogène. Les différents mélanges gazeux ainsi obtenus sont enfin réunis à leur tour et traités d'un bloc pour l'extraction de l'hélium.

Cette purification finale est effectuée dans un appareil à circulation comportant différents circuits, de façon à pouvoir faire passer les gaz soit sur de l'oxyde de cuivre, soit sur du calcium, soit sur du charbon refroidi. On arrive ainsi fort bien à se débarrasser de la totalité de l'azote et de l'argon. Les dernières traces d'hydrogène sont enfin éliminées en introduisant une petite proportion d'oxygène pur et en faisant circuler les gaz sur de la toile de

platine chauffée; on condense enfin l'oxygène sur le charbon, dans l'air liquide. L'hélium que nous avons ainsi obtenu n'était souillé que par des traces de néon; en raison des pertes importantes en hélium que cela eût provoqué, nous n'avons pas jugé nécessaire de l'en débarrasser.

DEUXIÈME PARTIE.

1. Calcul de l'effet isotopique. Choix des raies. — On peut s'adresser, pour la mise en évidence d'un isotope, soit au spectre atomique, soit au spectre moléculaire. Bien que, dans le cas de l'hélium, les déplacements isotopiques soient beaucoup plus petits sur les raies atomiques que sur les bandes, nous avons choisi le spectre atomique. Le spectre de bandes de l'hélium est, en effet, très difficile à obtenir avec assez d'intensité : il faut des tubes très larges et des pressions élevées, donc d'assez grandes quantités de gaz, et malgré cela l'intensité ne serait pas suffisante pour obtenir des clichés 10 000 fois surexposés avec une dispersion suffisante, même avec un spectrographe très lumineux.

Les raies atomiques, au contraire, peuvent être obtenues avec une très grande intensité; mais les déplacements isotopiques sont très faibles et il est nécessaire d'employer un spectrographe de très grand pouvoir séparateur. Si l'on veut pouvoir déceler une proportion en isotope de l'ordre de 10^{-4}, il est nécessaire que le spectrographe soit également très lumineux et surtout qu'il ne donne aucune raie ni fond continu parasite. Seul l'appareil à prisme liquide de Bellevue pouvait remplir ces conditions. C'est grâce à ce remarquable instrument, dont la construction est due à M. A. Couder [8], que nous avons pu faire la recherche de l'isotope dans le spectre atomique.

Les déplacements isotopiques des raies atomiques qui sont facilement calculables pour l'hydrogène, peuvent encore être calculés pour les atomes à deux et à trois électrons [9]. Comme dans le cas de l'hydrogène, tous les niveaux d'un atome de masse nucléaire M se trouvent déplacés d'une quantité $\Delta\nu_1 = \frac{m\nu}{M}$ à partir de la position qu'ils occuperaient si la masse du noyau était infiniment grande. En outre, et pour les niveaux P seulement, à ce déplacement vient s'en ajouter un autre :

$$\Delta\nu_2 = \pm \frac{128}{3} \frac{m}{M} R Z_1^5 Z_2^5 n^3 (n^2 - 1) \frac{(Z_1 n - Z_2)^{2n-4}}{(Z_1 n + Z_2)^{2n+4}};$$

dans le cas de deux électrons, le signe — doit être choisi pour les niveaux de triplets et le signe + pour les niveaux de singulets. Dans cette formule, les notations ont leurs significations habituelles; Z_1 et Z_2 sont les charges effectives pour les orbites considérées. Cette expression s'est trouvée en accord avec les mesures dans les deux cas où elle a été appliquée, celui des raies 5845 Å de Li II [10] et celui de quelques raies de Li I [11]. Nous avons appliqué cette formule aux niveaux $2s\,2p\,{}^{3,1}P$ et $2s\,3p\,{}^1P$ de l'hélium. Les charges effectives pour les orbites $2s$ et $2p$ ont été calculées par Eckart [4] et sont respectivement

$$Z_1 = 2{,}003, \qquad Z_2 = 0{,}963 \quad \text{pour } 2\,{}^1P,$$

et

$$Z_1 = 1{,}99, \qquad Z_2 = 1{,}09 \quad \text{pour } 2\,{}^3P;$$

pour le niveau $3\,{}^1P$ nous avons admis $Z_1 = 2$ et $Z_2 = 1$.

Nous avons ainsi calculé les déplacements isotopiques pour les raies les plus intenses de l'hélium. Ces déplacements sont donnés en Å dans la troisième ligne du tableau suivant; dans la quatrième ligne, les déplacements Δx sont exprimés en unités de pouvoir de résolution théorique du spectrographe, en tenant compte de la loi de dispersion de l'appareil. (On a pris quatre traversées du prisme pour toutes les raies, sauf pour la raie 4 026 pour laquelle seulement deux traversées sont possibles à cause de l'absorption du liquide dans cette région.)

Raies	6678.	5875.	5015.	4921.	4713.	4471.	4026.
Type	$2\,{}^1P-3\,{}^1D$	$2\,{}^3P-3\,{}^3D$	$2\,{}^1S-3\,{}^1P$	$2\,{}^1P-4\,{}^1D$	$2\,{}^3P-4\,{}^3S$	$2\,{}^3P-4\,{}^3D$	$2\,{}^3P-5\,{}^3D$
$\Delta\lambda$ (Å)	−0,080	−0,275	+0,224	−0,080	−0,207	−0,190	−0,164
Δx	1	7,1	11,5	4,7	17,2	20	17

On voit, d'après ce tableau, que c'est pour la raie 4471 que les déplacements mesurés doivent être les plus grands. La raie 4471 est, en réalité, un doublet composé des deux raies 4471,69 ($2\,{}^3P_0 - 4\,{}^3D$) et 4471,48 ($2\,{}^3P_{1,2} - 4\,{}^3D$) d'intensités respectives 1/8 et 1 : à chacune de ces deux raies doit correspondre une raie de ^{5}He déplacée de 0,19 Å vers les faibles longueurs d'onde. Seule, une de ces deux raies — la plus intense heureusement — pourra être vue, l'autre coïncidant exactement avec la raie 4471,48.

2. Conditions expérimentales. — *a. Dispositif optique.* — Il est facile de s'apercevoir, dès les premiers essais, que s'il y a des raies isotopiques, elles ont une intensité relative extrêmement faible et qu'il sera impossible de les déceler au moyen des

méthodes habituelles. Il y a donc à résoudre un problème particulier qui est de mettre en évidence une raie très voisine d'une autre, et dont l'intensité relative puisse être aussi faible que possible. Ce problème présente de très nombreuses difficultés, et, pour cette raison, a été très rarement abordé jusqu'à présent. Une des principales difficultés est le manque de pureté des spectres donnés par les appareils à grand pouvoir de résolution. Si, avec un grand réseau de Rowland par exemple, on surexpose 1000 fois une raie parfaitement isolée dans le spectre, on trouve, autour de l'image obtenue, toute une série de raies (en plus des ghosts de Rowland, et beaucoup moins intenses que ces derniers), et un fond continu dégradé occupant un domaine d'une dizaine d'angströms (pour un pouvoir séparateur correspondant à 0,02 Å) autour de la raie : dans tout ce domaine il est impossible de déceler des raies normalement exposées. Avec les appareils interférentiels également, les différents ordres d'interférence sont réunis entre eux par un fond continu pour des surexpositions de cet ordre. Avec le prisme de Bellevue, au contraire, et avec un égal pouvoir séparateur, on peut surexposer 1000 fois une telle raie sans voir apparaître d'autre lumière que celle qui est due à la diffraction. Cette lumière, due à la diffraction, occupe d'ailleurs autour de la raie un domaine assez étendu de longueur d'ondes pouvant aller jusqu'à 20 unités de pouvoir séparateur. Là encore, on se trouve limité par cette lumière. Mais on peut gagner considérablement en utilisant une fente de hauteur très courte (point) et en disposant sur l'objectif un diaphragme carré ayant une diagonale parallèle à l'arête du prisme : la plus grande partie de la lumière due à la diffraction se trouve alors rejetée en dehors de la ligne où viennent se former les raies (qui sont alors des points). Le gain de pureté obtenu par ce procédé est considérable [12].

Il y a lieu de noter que c'est précisément en vue de la recherche de l'isotope de masse 5 de l'hélium qu'a été abordé ce problème de la recherche des raies très faibles au voisinage des raies intenses, et que cette solution a été donnée. C'est également au cours d'une étude préalable du spectre de l'hélium, faite avec ce procédé, qu'ont été découvertes un certain nombre de raies nouvelles d'intensités relatives extrêmement faibles formant tout un spectre d'intercombinaison inconnu jusqu'alors et réputé comme rigoureusement interdit dans le cas de l'hélium [13].

b. Mesure des intensités relatives. — Dans le but de faire une estimation des intensités relatives, le dispositif précédemment décrit est complété par une étroite bande opaque placée diagonalement sur le diaphragme, parallèlement à la direction de la dispersion. Dans ces conditions, chaque raie surexposée se trouve représentée par une figure de diffraction en croix à laquelle viennent s'ajouter des franges disposées sur un axe perpendiculaire à l'axe de dispersion. Les positions et les intensités de ces franges sont facilement calculables : le calcul complet montre que tout se passe à peu près comme si, à la figure de diffraction donnée par le diaphragme carré venaient s'ajouter indépendamment les franges données par une ouverture ayant précisément la forme de la bande opaque ajouté sur le diaphragme. L'intensité relative d'une frange de numéro n (rapport de son intensité à l'intensité au centre de la figure de diffraction) est donnée par $I = p\frac{4}{(2n+1)^2\pi^2}$, p étant le rapport de la surface de la bande opaque à la surface totale du diaphragme. Les valeurs d'intensités ainsi obtenues se sont montrées en bon accord avec les valeurs mesurées avec un coin photométrique. Dès lors, pour apprécier l'intensité relative d'une raie normalement posée, rapportée à une raie surexposée, il suffit de chercher quelle est celle des franges accompagnant la raie surexposée qui a la même densité que la raie en question. (Cette comparaison se fait visuellement, la microphotométrie étant sans aucune précision sur des images d'étendue aussi petite que les points qui représentent les raies.)

c. Rôle de l'effet d'autoabsorption des raies. — Cette estimation ne fournit évidemment que les intensités relatives des différentes radiations, telles qu'elles sont à la sortie de la source lumineuse.

Ces intensités relatives peuvent être tout à fait différentes des proportions des différents atomes dans le gaz qui émet la lumière. Dans le cas d'isotopes d'un même élément, les fonctions d'excitations sont les mêmes et le rapport des intensités des raies des isotopes données par une source lumineuse diffère du rapport d'abondance des isotopes uniquement à cause du phénomène d'autoabsorption des raies spectrales, les raies les plus intenses étant les plus fortement absorbées par le gaz excité. L'importance de ce phénomène augmente avec l'excitation du gaz et l'épaisseur observée de la couche de gaz lumineux, et dépend également de la nature des raies, étant notable seulement pour les premières raies des séries. La question a été étudiée en détail par l'un de nous [14] depuis que ce travail a été effectué. Il est, en général, impossible de calculer les intensités relatives vraies (celles que l'on observerait en l'absence d'autoabsorption) à partir des intensités relatives apparentes.

Cependant, il n'y a pas intérêt à se placer, pour obtenir directement les intensités relatives vraies, dans des conditions telles que l'autoabsorption soit négligeable, car alors on perdrait le bénéfice du renforcement relatif apparent de raies faibles dû à l'autoabsorption. On verra, par la suite, que, dans le cas présent, le renforcement relatif est égal à 2 avec la source employée et pour la raie étudiée, c'est-à-dire que, s'il y avait un isotope présent dans

la proportion de 10^{-4}, ses raies auraient une intensité non pas 10^4, mais seulement 5.10^3 fois plus faible que celles de ^{4}He. Le gain de sensibilité de 2, obtenu dans la recherche de l'isotope, est assez appréciable.

D'autre part, les conditions dans lesquelles se manifeste l'effet d'autoabsorption sont précisément celles où il faut se placer pour obtenir des sources très lumineuses : tubes assez longs vus en bout et assez fortement excités. Il est évident que, dans une recherche telle que celle d'un élément très rare, l'emploi d'une source très lumineuse est nécessaire.

Il faut donc, effectivement, se placer dans des conditions où l'effet d'autoabsorption existe mais il faut posséder un moyen de convertir les intensités relatives apparentes en intensités relatives vraies. Heureusement, dans le cas qui nous intéresse, la raie choisie 4471,48 ($2^3P_{1,2} — 4^3D$) possède un satellite 4471,08 ($2^3P_{1,2} — 4^1D$) qui est l'une des raies nouvellement découvertes dont il a été question plus haut. Ce satellite se trouve suffisamment éloigné de la raie 4471,48 pour pouvoir être photographié dans des conditions où l'effet d'autoabsorption est négligeable (tube vu *en travers* : une pose très longue — 40 h — est nécessaire, même en n'employant que deux traversées du prisme, donnant ainsi moins de dispersion, mais beaucoup plus de luminosité). On peut ainsi mesurer l'intensité relative vraie (rapportée à la raie 4471,48) de ce satellite; on trouve 10^{-4}. Si l'on mesure ensuite l'intensité relative du satellite sur les clichés mêmes qui servent à la recherche de l'isotope, on trouve 2.10^{-4} : le renforcement apparent est donc égal à 2. Pour ce satellite et pour les raies d'intensité comparable ou plus faible, l'effet d'autoabsorption est tout à fait négligeable, et le renforcement apparent est dû uniquement à l'affaiblissement de la raie intense, ici 4471,48, par rapport à laquelle est mesurée l'intensité relative. Le renforcement des intensités relatives rapportées à cette raie est donc le même pour toutes les raies aussi faibles ou plus faibles que le satellite qui a servi à le mesurer : la raie de l'isotope cherchée étant plus faible que le satellite, elle doit donc subir un renforcement apparent égal à 2.

Les expériences relatives à la recherche de ^{5}He ont été faites de janvier à août 1939. Le rôle de l'effet d'autoabsorption et le gain de sensibilité qu'on pouvait en attendre n'a été précisé que beaucoup plus tard, en 1941, et c'est alors qu'a été faite la mesure du renforcement apparent obtenu. Il est alors apparu que des renforcements beaucoup plus grands et, par suite, une bien plus grande sensibilité, auraient pu être obtenus par l'utilisation de conditions expérimentales appropriées [14]. Malheureusement, au cours des événements qui se déroulèrent entre ces deux dates, le gaz extrait du béryl s'est trouvé perdu et les expériences n'ont pu être recommencées.

d. Source lumineuse. — La source lumineuse est un tube de silice de 2 mm de diamètre intérieur et de 10 cm de long, excité en haute fréquence avec électrodes extérieures. La pression, maintenue aussi basse que le permet le fonctionnement stable du tube, est de 0,35 mm. Cette précaution est indispensable; en effet, pour des pressions plus élevées les raies sont entourées de « pieds », dont l'intensité augmente avec la pression et par lesquels les raies cherchées seraient masquées. Le spectrographe utilisé est le grand spectrographe à prisme liquide de Bellevue; le prisme est traversé quatre fois par la lumière et la dispersion ainsi obtenue est de 0,5 Å par millimètre pour la raie 4471. Bien que la luminosité soit fortement diminuée par ces quatre traversées, grâce à la brillance de la source employée, la raie 4471 est encore normalement posée en une seconde. La photographie reproduite ici a été posée 4 h, donnant ainsi une surexposition de 14000 en temps, ce qui, avec le γ de la plaque utilisée ici, égal à 0,90, correspond à une surexposition en intensité de 6000.

3. Résultats. — Plusieurs clichés ont été faits sur la raie 4471 avec l'hélium atmosphérique et avec l'hélium extrait du béryl. Il n'a pas été possible de

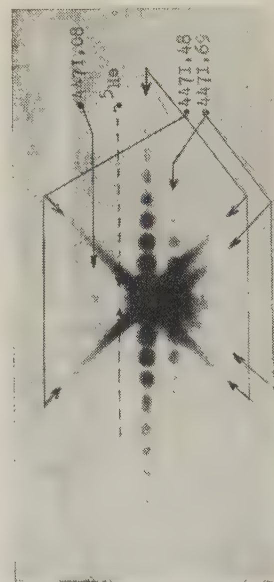


Fig. 1.

trouver une différence entre les clichés obtenus avec les deux sortes de gaz. Un des clichés est reproduit ici (agrandi 7 fois). Les deux grosses croix noires inclinées sont les figures de diffraction dues respectivement aux deux raies 4471,69 et 4471,48, fortement surexposées. On voit également les systèmes de franges (chapelets de points noirs) produits par le diaphragme additionnel et dus à ces mêmes raies : ce sont ces franges qui servent à la mesure des

intensités relatives. On voit aussi sur la gauche un point noir qui est la raie « interdite » 4471,08 nouvellement trouvée, et qui est normalement exposée. C'est cette raie qui a servi à mesurer le renforcement apparent. L'emplacement où devrait se trouver la raie due à ^{5}He est indiqué par deux flèches verticales en pointillé. Il se trouve précisément que l'on y voit un petit renflement à la figure centrale à peu près à l'endroit indiqué par les flèches. (On voit cependant que la place calculée pour la raie de ^{5}He est légèrement plus à gauche que ce renflement.) Mais ce « renflement » se trouve trop à la limite de résolution pour que l'on puisse affirmer que c'est bien là une véritable raie. Si l'on examine des clichés moins posés que celui qui est reproduit ici, on ne peut voir nettement sur aucun ce renflement se détacher de la tache centrale : à mesure que l'on diminue le temps de pose, le renflement disparaît mais ne se détache pas. Il se pourrait donc que ce soit un résidu de pieds de la raie la plus intense, et non une raie distincte : s'il en est ainsi ce pied doit disparaître par abaissement de la pression dans le tube : malheureusement, il n'est pas possible de baisser la pression davantage sans que le fonctionnement du tube cesse d'être stable.

Étant donné que le renflement n'est pas exactement à la place calculée pour la raie de ^{5}He, on peut, ou bien écarter l'hypothèse qu'il représente la raie attendue, non résolue et déplacée par rapport à la position calculée, ce qui permettra de fixer une limite supérieure probable à la proportion d'isotope dans le gaz, ou bien accorder à ce renflement le bénéfice du doute, ce qui fixera une limite supérieure certaine à la proportion d'isotope.

Dans les deux cas nous avons à évaluer des intensités relatives. Dans le premier cas, on peut dire qu'il n'y a aucune raie résolue d'intensité supérieure à la moitié de celle de la raie interdite 4471,08. L'intensité relative apparente de cette raie, mesurée par la méthode des franges, est 2.10^{-4}; son intensité relative apparente est donc deux fois plus faible, soit 10^{-4}. La limite supérieure probable de la teneur en isotope est donc 5.10^{-5}. Dans le deuxième cas, il faut évaluer l'intensité relative du renflement : on trouve, par la même méthode, 5.10^{-4} pour l'intensité relative apparente, donc $2{,}5.10^{-4}$ pour l'intensité relative vraie. La limite supérieure certaine pour la teneur en isotope, est donc 3.10^{-4}.

Il ne faut cependant pas oublier que la position de la raie cherchée a été calculée entièrement à priori et que le calcul repose sur le travail théorique de Hughes et Eckart [9] dont des vérifications ont été données dans d'autres cas, mais évidemment pas dans le cas présent. Il faut donc aussi, en toute rigueur, envisager le cas, fort peu probable, où la raie attendue ne serait pas du tout à l'endroit calculé. Dans ce cas, elle serait, ou bien plus éloignée de la raie de ^{4}He et les estimations faites restent entièrement valables, ou bien moins éloignée donc non résoluble, et il n'est plus possible de rien conclure. Bien que cela soit fort improbable, il est indispensable d'indiquer que les conclusions que nous tirons ne sont données que sous cette réserve.

Conclusions. — La quantité d'$^5_2$He présente dans l'He extrait du béryl étant certainement inférieure à 3.10^{-4} et vraisemblablement même à 5.10^{-5} on peut conclure que si la réaction (2)



$$^9_4\mathrm{Be} + \gamma \rightarrow {}^5_2\mathrm{He} + {}^4_2\mathrm{He}$$

a lieu dans la nature, son importance relative est tout à fait négligeable. Tenant compte de l'identité de l'He atmosphérique et du l'He de béryl, on pourrait même admettre qu'elle n'a pas lieu du tout.

Il faut toutefois se garder d'en déduire que l'He extrait des béryls ne saurait provenir de la désintégration des noyaux de Be sous l'action des rayons γ énergiques. Il ne faut pas oublier en effet que si la réaction (2) n'a jamais été observée au laboratoire, la réaction (1)



$$^9_4\mathrm{Be} + \gamma \rightarrow 2\,{}^4_2\mathrm{He} + {}^1_0n$$

est, au contraire, une réaction courante. Tant que l'on ne connaîtra pas la valeur de la section efficace du Be pour les rayons γ de faible énergie, il sera très difficile de tirer une conclusion de cette absence de ^{5}He dans les béryls. En particulier, on ignore toujours si ^{4}He provient de la désintégration, soit d'un élément pratiquement disparu, soit d'un élément de période très longue, ou, au contraire, d'une réaction nucléaire provoquée par le rayonnement d'un corps radioactif présent dans le minéral lui-même, ou dans les couches géologiques voisines.

Manuscrit reçu en octobre 1941.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Lord Rayleigh, *Proc. Roy. Soc.*, 1908, **80**, p. 587, et 1910, **84**, p. 195.
[2] Par exemple Langer et Raitt, *Phys. Rev.*, 1933, **43**, p. 585.
[3] Friedlander, *C. R. Acad. Sc.*, 1935, **201**, p. 337.
[4] Paneth et Peters, *Z. Phys. Chem.*, 1928, **134**, p. 353.
[5] Lepape, *C. R. Acad. Sc.*, 1935, **200**, p. 336.
[6] Joliot et Zlotowsky, *J. Phys.*, 1938, **9**, p. 403.
[7] Tate et Smith, *Phys. Rev.*, 1933, **43**, p. 672.
[8] Couder, *J. Phys.*, 1937, **8**, p. 995 S.
[9] Hughes et Eckart, *Phys. Rev.*, 1930, **36**, p. 264.
[10] Hughes, *Phys. Rev.*, 1931, **38**, p. 857.
[11] Eckart, *Phys. Rev.*, 1930, **36**, p. 878.
[12] Couder et Jacquinot, *C. R. Acad. Sc.*, 1939, **208**, p. 1639.
[13] Jacquinot, *C. R. Acad. Sc.*, 1939, **208**, p. 1896.
[14] Jacquinot, *C. R. Acad. Sc.*, 1941, **212**, p. 537.

SUR LE SPECTRE CONTINU DES RAYONS β^- ÉMIS PAR $^{76}_{33}As$

Par Mlle Tosiko YUASA.

Sommaire. — L'auteur a étudié, à l'aide d'une chambre de Wilson à grand temps d'efficacité, le spectre continu des rayons β^- émis par $^{76}_{33}As$ extrait de l'acide cacodylique bombardé par les neutrons produits par le cyclotron du Collège de France. D'après les diagrammes de Fermi et de Konopinski-Uhlenbeck, la distribution d'énergie obtenue du spectre β^- se décompose en trois groupes ayant les limites supérieures d'énergie cinétique suivantes; 1,2, 2,3 et 3,2 MeV (d'après le diagramme de K—U; 1,2; 2,4 et 3,7 MeV). La limite supérieure d'énergie du spectre naturel obtenu est de 3,02 MeV. L'énergie cinétique moyenne est de 0,73 MeV.

Des paires e^-, e^+ de matérialisation dans le gaz de la chambre de Wilson et quelques positons issus de la source ont été observés.

I. **Introduction**. — L'étude du spectre d'énergie des rayons β^- émis par $^{76}_{33}As$ a déjà donné lieu à plusieurs travaux [1], [2], [3]. Les résultats obtenus n'étant pas en complet accord, il nous a semblé utile de reprendre à nouveau cette étude. Les résultats obtenus antérieurement aux nôtres mettaient en évidence au moins deux groupes de rayons β^- d'énergies différentes semblant correspondre à une seule période de désintégration. Les valeurs suivantes furent données pour la limite supérieure de l'énergie du spectre naturel : 2,37 (1) [1], 2,71 [2] et 3,05* (1) [3]. Schaeffer, Harteck et Knauer [3] par la méthode de la chambre de Wilson ont trouvé des paires e^-, e^+ de matérialisation des rayons γ et quelques positons issus de la source. Weil et Barkas [2] ont aussi trouvé des paires, mais n'ont pas signalé de positons issus de la source. De ces premiers résultats il résulte que très probablement plusieurs niveaux interviennent pour l'activité β^- de $^{76}_{33}As$. L'énergie de ces niveaux pourra être estimée en décomposant le spectre total en plusieurs spectres. Les différences entre les limites supérieures de l'énergie des spectres permettent d'évaluer l'énergie des rayons γ susceptibles d'être émis. Le calcul des paires de matérialisation permet d'autre part d'estimer ces énergies.

En reprenant ces travaux il nous a semblé qu'il fallait étudier l'influence de divers facteurs sur la forme du spectre. Parmi ces facteurs il fallait envisager l'âge de la source depuis la fin de l'irradiation, la matière constituant le support et l'épaisseur de la couche des sources.

II. **Expériences**. — *Chambre de Wilson*. — Nous avons employé une chambre de Wilson automatique à grand temps d'efficacité construite par F. Joliot dont un modèle analogue a été décrit dans un autre travail [4]. Les conditions de travail étaient telles que le temps d'efficacité de l'appareil était d'environ 1/10 sec, et le degré de détente d'un mélange vapeur-eau-alcool était à peu près de 1,31 (1/3 alcool éthylique, 2/3 eau).

Champ magnétique. — On a employé deux bobines superposées dont l'axe est perpendiculaire au plan de la chambre de Wilson, produisant un champ magnétique de 580 gauss dans le volume de celui-ci.

Source de radioarsenic $^{76}_{33}As$. — Le radioarsenic a été préparé par M. P. Süe à partir d'acide cacodylique irradié par les neutrons émis par le cyclotron du Collège de France. $^{76}_{33}As$ a été déposé sur les supports suivants, laiton, aluminium et sur une feuille de mica de 6 μ. Le support mince de mica était introduit à l'intérieur de la chambre tandis que les supports épais de laiton ou d'aluminium étaient placés contre une fenêtre fermée par une feuille très mince d'aluminium de 8 mm de diamètre et d'environ 1 mg/cm². Les masses superficielles des sources (arsénite de sodium et arsenic métalloïdique) successivement utilisées furent 120, 15, 7,5 (mg/cm²) (sur laiton ou aluminium) et inférieures à 1 mg/cm² (sur mica, 6 μ).

Photographies. — Les trajectoires sont photographiées à l'aide d'un appareil photographique à deux objectifs de distance focale 8,5 cm dont les axes parallèles sont écartés de 7 cm. Le grandissement est d'environ 1/3 (au plan objectif, 1/3,37). Nous avons obtenu 244 bons clichés dans lesquels 766 trajectoires furent mesurées.

Mesure des rayons de courbure des rayons β. — On a mesuré les rayons de courbure des rayons dans chaque paire de clichés stéréoscopiques en grandissant à la grandeur naturelle à l'aide d'un agrandisseur ayant un objectif de distance focale de 5 cm et d'ouverture de 1 : 3,9. On a fait coïncider les trajec-

(1) Estimées par nous d'après les courbes données dans les articles.

toires avec des cercles tracés sur papier transparent de rayons variant progressivement de 0,5 cm. On a pris pour chaque trajectoire presque horizontale la valeur moyenne des rayons de courbure de chaque paire stéréoscopique. On n'a utilisé que les trajectoires qui étaient mises au point et qui avaient presque la même valeur du rayon de courbure dans les paires de clichés.

On a examiné l'inclinaison des trajectoires sur le plan horizontal dans quelques clichés à l'aide, d'une part du stéréo-comparateur de Pülfrich, et d'autre part en mesurant directement cette inclinaison par reprojection stéréoscopique des clichés en paire à l'aide de l'appareil même de prise de vues. Les trajectoires mesurées étaient inclinées de moins de 10° (maximum) sur le plan horizontal. L'angle solide maximum d'observation des trajectoires par le stéréoscope et dans les copies agrandies était de 0,84.

Correction et erreurs expérimentales. — La correction due à l'inclinaison des trajectoires sur le plan horizontal est négligeable, inférieure à 0,4 pour 100, les trajectoires mesurées faisant au plus un angle de 10° avec le plan horizontal.

L'influence de l'épaisseur de la glace du couvercle de la chambre, ainsi que la variation du grandissement en fonction des positions des trajectoires ont été examinées. En prenant comme position moyenne le plan milieu de la zone éclairée, l'erreur commise sur la quantité de mouvement et Hρ des rayons β pour les autres positions est inférieure à ± 3 pour 100.

La correction due à l'absorption de la feuille d'Al de la fenêtre de la chambre de Wilson est négligeable, comme l'indique le tableau ci-dessous pour les deux épaisseurs d'Al utilisées.

	E_β (ekV).	ΔE_β (ekV).	$\frac{\Delta E_\beta}{E_\beta}$ en %.
5 μ (1,45 mg/cm²)...	100	~5	~5
» ...	300	~3	~1
» ...	600	~3	~0,5
3 μ (0,8 mg/cm²)...	100	~3	~3
» ...	300	~2	~0,7
» ...	600	~2	~0,35

où E_β, énergie des rayons β−; ΔE_β, perte d'énergie des rayons β dans la feuille d'Al.

La variation de l'intensité du champ magnétique selon la région utilisée n'a pas été considérée. L'intensité varie toutefois de 624 gauss à 579 gauss, et cela correspond à une variation de 8 pour 100 du rayon de courbure, au maximum, le long d'une grande trajectoire et nous introduisons cette erreur dans celle due à la mesure du rayon de courbure par superposition de la trajectoire quasi circulaire avec les cercles tracés.

III. **Résultats et analyse des mesures.** — On a construit les courbes du spectre continu des rayons β− émis par $^{76}_{33}$As en calculant Hρ, quantité proportionnelle à la quantité du mouvement des rayons β−, d'après les rayons de courbure mesurés, ρ, multipliés par l'intensité moyenne du champ magnétique $\overline{H}$, 580 gauss.

Le spectre total est représenté dans la figure 1. D'après lui, on obtient pour la limite supérieure de l'énergie, la valeur de 3,02 MeV, et pour la valeur moyenne de Hρ 3800 gauss × cm qui correspond à l'énergie moyenne 0,73 MeV.

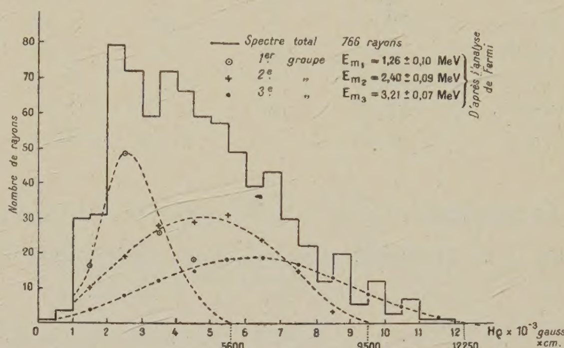


Fig. 1.

On a analysé ce spectre d'après les méthodes de Fermi et de Konopinski-Uhlenbeck, sous la forme réduite suivante indiquée par Kurie [5] :

$$E = E_m - K\left[\frac{N}{f(Z, \eta)}\right]^a,$$

$$f(Z, \eta) = \eta^2[2\pi y/(1 - e^{-2\pi y})],$$

$$y = Z\left[(1 + \eta^2)^{\frac{1}{2}}/137\eta\right];$$

$a = 1/2$ pour Fermi;
$a = 1/4$ pour Konopinski-Uhlenbeck,

où N, nombre des rayons dans un certain intervalle de quantité de mouvement;

Z, nombre atomique de l'émetteur des rayons;

$\eta = \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ est la quantité de mouvement du rayon β exprimée en unités de mc, $(1 + \eta^2)^{\frac{1}{2}}$ est l'énergie totale du rayon exprimée en unités mc^2 $\left(\frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}}\right.$ en unités C. G. S.$\left.\right)$.

Dans le cas actuel, Z étant 33, y devient $0{,}24\,[(1 + \eta^2)^{\frac{1}{2}}/\eta]$ et l'on peut construire une courbe qui montre la relation entre $f(Z, \eta)$ et Hρ, d'après cette courbe on peut chercher la valeur moyenne de $f(Z, \eta)$ pour chaque intervalle de Hρ déterminé, par exemple, 0 — 0,5.10³ gauss cm, 0,5 — 1,0.10³ gauss × cm, etc. D'autre part on compte le nombre, N, des trajectoires qui se trouvent dans chaque intervalle de Hρ. En employant ces valeurs de N et de $\overline{f(Z, \eta)}$, on peut

calculer $[N/f\,(Z, \eta)]^a$ pour chaque domaine de Hρ. On a, par exemple, pour l'intervalle de Hρ, Δ(Hρ), de $1 . 10^3$ gauss cm,

Hρ (10³ gauss cm).	$f(Z, \eta)$.	N.	$\sqrt{\frac{N}{f}}$.	$\sqrt[4]{\frac{N}{f}}$.
0- 1.......	0,5	7	3,72	1,95
1- 2.......	2,0	61	5,53	2,35
2- 3.......	4,75	151	5,65	2,38
3- 4.......	9,0	131	3,82	1,95
4- 5.......	13,5	125	3,04	1,74
5- 6.......	21,5	106	2,22	1,49
6- 7.......	29,5	82	1,67	1,29
7- 8.......	38,5	62	1,28	1,13
8- 9.......	48,25	32	0,82	0,90
9-10.......	60,75	17	0,53	0,73
10-11.......	75,75	10	0,36	0,60
11-12.......	91,75	2	0,15	0,39

Les diagrammes $\left(\frac{N}{f}\right)^a = \varphi(E_\beta)$ sont tracés dans la figure 4 et montrent que l'on peut décomposer le spectre en trois groupes dont les limites supérieures de l'énergie cinétique seraient les suivantes : 1,16 ± 0,10 MeV : 2,26 ± 0,14 MeV et 3,18 ± 0,03 MeV (d'après l'analyse de Fermi) ou de 1,24 ± 0,08, 2,38 ± 0,16 et 3,69 ± 0,02 MeV (d'après l'analyse de Konopinski-Uhlenbeck) en soustrayant successivement les groupes d'énergies supérieures. On a analysé ce spectre avec divers intervalles de Hρ, et en plus on a analysé le spectre obtenu avec la source sur les supports d'Al et mica. Les résultats sont résumés dans le tableau ci-après.

La limite supérieure de l'énergie cinétique de 3,18 ± 0,03 MeV (d'après l'analyse de Fermi) s'accorde mieux avec la limite du spectre naturel obtenu, 3,02 MeV que celle de Konopinski-Uhlenbeck. En employant le diagramme de Fermi, nous avons décomposé le spectre en trois groupes dont, les spectres composants sont représentés dans la figure 1 en ligne pointillée. Pourtant la précision de ces analyses n'est pas très grande, surtout pour le groupe d'énergie plus inférieure, et il y a possibilité que ce groupe se décompose encore en deux groupes.

Support.	Δ(Hρ) (gauss/cm).	E_{m_1}. F.	E_{m_1}. K — U.	E_{m_2}. F.	E_{m_2}. K — U.	E_{m_3}. F.	E_{m_3}. K — U.
Laiton, aluminium, mica.	500	1,16	1,16	2,12	2,12	3,21	3,70
»	1000	1,26	1,26	2,40	2,51	3,21	3,68
Aluminium et mica	1000	1,05	1,30	2,26	2,52	3,12	3,70
Moyenne		1,16±0,10	1,24±0,08	2,26±0,14	2,38±0,16	3,18±0,03	3,69±0,02

Pour examiner l'influence de la matière constituant le support et celle de l'absorption dans la couche de la source, on a construit des histogrammes (*fig.* 2 et 3) correspondant au support laiton avec deux épaisseurs de source et support aluminium et mica.

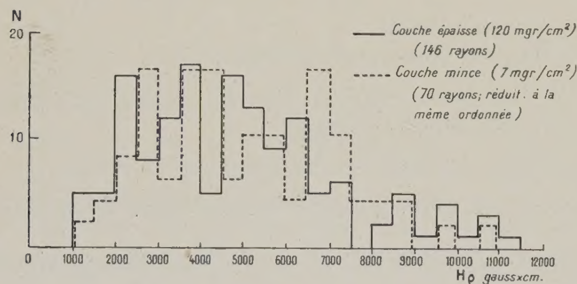


Fig. 2.

Comme l'on doit s'y attendre, en raison du phénomène important de réflexion avec ralentissement par le support, on remarque que la partie molle du spectre obtenu avec le support très mince est moins importante qu'avec les supports épais d'aluminium et de laiton. Pour la même raison l'aluminium de faible numéro atomique est préférable au laiton (source mince). Les maxima dans l'histogramme du spectre de la couche mince sont déplacés en général dans le sens d'une grande énergie (voir *fig.* 2).

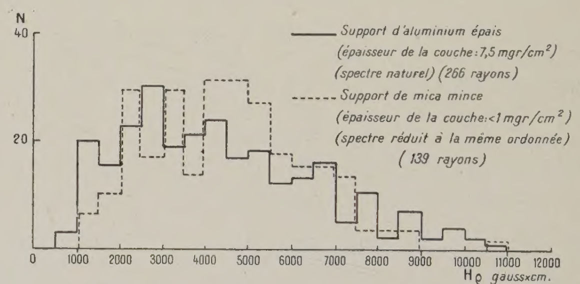


Fig. 3.

Pour examiner si les groupes correspondent aux périodes différentes, nous avons groupé en quatre groupes d'énergie les rayons qui se trouvaient dans les clichés photographiés respectivement après 24 h, 36 h et 64 h de la fin de l'irradiation. Le résultat est le suivant :

Série des clichés.	Premier groupe (0-2500 gauss/cm).	Deuxième groupe (2500-5000 gauss/cm).	Troisième groupe (5000-7500 gauss/cm).	Qnatrième groupe (< 7500 (gauss/cm).	Nombre des rayons.
1 (après 24 heures)....	22,5 ± 5,2 %	34 ± 6,4 %	26 ± 5,6 %	17,5 ± 4,6 %	85
2 (» 36 »)....	22,0 ± 4,5	41,5 ± 6,2	27,5 ± 5,0	9,2 ± 2,9	109
3 (» 64 »)....	23,5 ± 3,9	38,0 ± 4,7	31,4 ± 4,4	7,0 ± 2,1	171

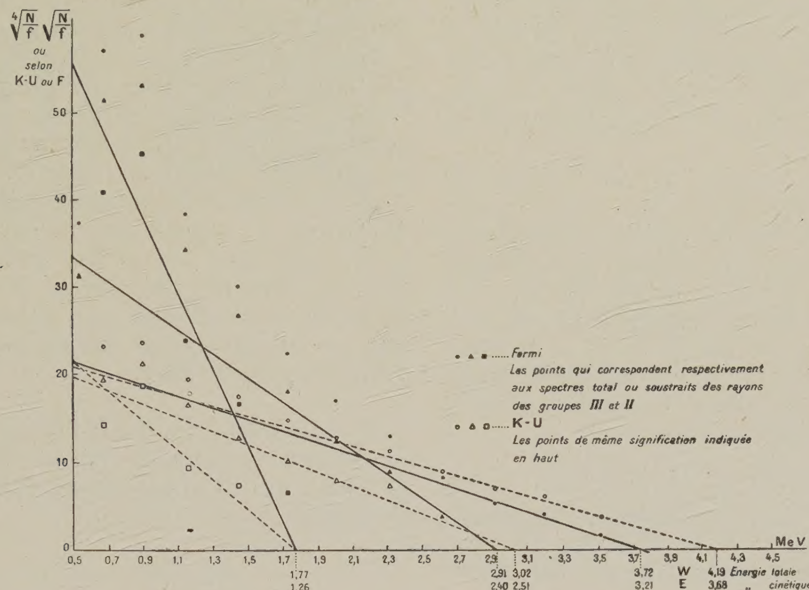


Fig. 4.

Il nous semble, à la précision d'ailleurs faible de ces mesures, qu'il n'y a pas de variation importante du pourcentage de chaque groupe, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de périodes différentes. Toutefois le groupe

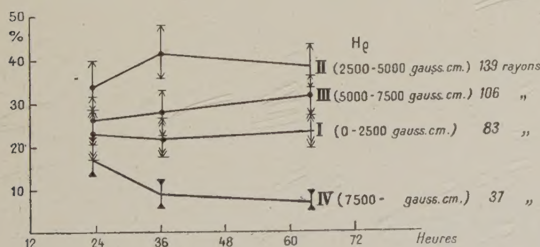


Fig. 5.

de plus grande énergie semble décroître un peu plus rapidement, mais sur ce point des expériences nouvelles sont nécessaires pour conclure. Ce résultat est indiqué dans la figure 5.

D'autre part nous avons mesuré les rayons de courbure des paires e^-, e^+ dans le gaz et des positons issus de la source qui nous ont permis d'estimer l'énergie des rayons γ correspondants et celle des positons issus de la source.

1° Énergie des rayons γ : 2,4 (1 paire), 1,7 (3 paires) et 1,2 (2 paires) MeV.

Rapport du nombre de matérialisation au nombre de rayons β⁻ issus de la source : 0,78 pour 100.

2° Énergie cinétique des positons issus de la source : 1,16 (1 rayon), 0,98 (1 rayon), 0,70 (1 rayon), 0,50 (1 rayon), 0,40 (2 rayons), 0,30 (2 rayons) 0,20 (4 rayons).

Rapport du nombre de positons au nombre de rayons β⁻ issus de la source : 1,58 pour 100.

IV. **Discussion**. — *Spectre continu des rayons* β⁻. — La limite supérieure de l'énergie cinétique déduite de l'examen brut du spectre naturel que nous avons obtenue, 3,02 MeV, est en bon accord avec celle de Schaeffer, Harteck et Knauer, 3,05 MeV, mais elle est plus grande que celles données par les autres auteurs [1], [2]. Les énergies moyennes obtenues par les divers auteurs sont 0,93 [2], 0,62 [1] et 0,68 [3] (²) MeV. Notre valeur 0,73 MeV éloignée de celle obtenue par Weil et Barkas, 0,93 MeV, est en accord avec celle de Schaeffer, Harteck et Knauer, 0,68 MeV.

(²) Estimée par nous d'après la courbe donnée dans l'article.

Les spectres complexes obtenus par Weil et Barkas et Schaeffer, Harteck et Knauer montrent deux maxima apparents voisins, l'un de $H\rho = 2000$ et l'autre de $4000 \sim 4500$. Brown et Mitchell n'ont trouvé qu'un maximum au voisinage de $H\rho = 2000$. Nos résultats indiquent au moins deux maxima $H\rho = 2000 \sim 2500$ et $4000 \sim 4500$ et s'accordent bien avec les résultats des premiers auteurs. Il nous semble que le troisième maximum peu net, existerait près de 6750 gauss cm. Le spectre de Brown et Mitchell donne un résultat analogue d'après leur courbe; il n'apparaît que par une légère courbure dans les spectres de Weil et Barkas, et Schaeffer, Harteck et Knauer.

Quand on examine les résultats de l'analyse de Fermi et de Konopinski-Uhlenbeck, nous avons obtenu trois groupes d'énergies cinétique différentes; $1,16 \pm 0,10$, $2,26 \pm 0,14$, $3,18 \pm 0,03$, MeV (Fermi) ou $1,24 \pm 0,08$, $2,38 \pm 0,16$ et $3,69 \pm 0,02$ MeV (K—U), tandis que les autres auteurs n'ont annoncé que deux groupes; près de $0,9 \sim 1,1$ MeV et de $3,4 \sim 3,0$ MeV, Schaeffer, Knauer et Harteck, ont signalé la possibilité de l'existence du groupe d'énergie 1,7 MeV, d'après l'énergie calculée des rayons γ.

Rayons γ et positons issus de la source. — Le rapport du nombre de matérialisation dans le gaz au nombre de rayons β issus de la source, que nous avons obtenu, 0,78 pour 100 est un peu plus grand que celui donné par Schaeffer, Harteck et Knauer, 0,5 pour 100; de même le rapport du nombre de positons issus de la source au nombre de rayons β^- issus de la source, 1,58 pour 100, est un peu plus grand que celui donné par ces auteurs, 1,14 pour 100. Les limites supérieures du spectre des β^+ obtenus par ces auteurs sont 0,7 et 2,6 MeV et l'énergie moyenne est de 0,3 MeV tandis que nous avons observé 12 positons dont l'énergie moyenne est de 0,4 MeV (*voir* le tableau de la répartition des énergies).

Schaeffer et Harteck [6] ont considéré que ces positons proviennent de la transmutation du noyau ${}^{76}_{33}As$ en noyau isomer ${}^{76}_{32}Ge$, mais qu'il y a aussi une possibilité qu'ils proviennent de la matérialisation interne dans le noyau d'arsenic ${}^{76}_{33}As$.

Pour expliquer les groupes d'énergies différentes des rayons β^- associés aux rayons γ en considérant la désintégration du noyau ${}^{76}_{33}As$ en noyau ${}^{76}_{34}Se$, on peut considérer un schéma des niveaux ressemblants à ceux donnés par Schaeffer et Harteck, sauf un niveau ajouté qui correspond aux rayons d'énergies de 2,26 MeV.

En terminant cette étude l'auteur tient à exprimer sa gratitude profonde envers M. le Professeur F. Joliot, qui l'a aimablement dirigé de ses conseils précieux.

Manuscrit reçu le 10 novembre 1941.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] M. V. Brown et C. G. Mitchell, *Phys. Rev.*, 1936, **50**, p. 593.
[2] G. L. Weil et W. H. Barkas, *Phys. Rev.*, 1939, **56**, p. 485.
[3] P. Harteck, F. Knauer et W. Schaeffer, *Zeitschrift fur Physik*, 1938, **109**, p. 153.
[4] Tsien San-Tsiang, *Journ. de Phys. Rad.*, 1940, **1**, p. 1.
[5] F. N. D. Kurie, *Phys. Rev.*, 1935, **48**, p. 167.
[6] W. Schaeffer et P. Harteck, *Zeitschrift fur Physik*, 1939, **113**, p. 287.